



Bundesamt
für Strahlenschutz

Ressortforschungsberichte zum Strahlenschutz

Bewertende Literaturstudie zum Auftreten, zur
Ausbreitung und zu gesundheitlichen
Auswirkungen von ionisierten Schadstoffpartikeln
in der Umgebung von Starkstromleitungen

Vorhaben 3618S82453

Leibniz-Institut für Troposphärenforschung Leipzig e.V.

Dr. U. Winkler

Das Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Umwelt, Naturschutz,
nukleare Sicherheit und Verbraucherschutz (BMUV) und im Auftrag des Bundesamtes
für Strahlenschutz (BfS) durchgeführt.

Dieser Band enthält einen Ergebnisbericht eines vom Bundesamt für Strahlenschutz im Rahmen der Ressortforschung des BMUV (Ressortforschungsplan) in Auftrag gegebenen Untersuchungsvorhabens. Verantwortlich für den Inhalt sind allein die Autoren. Das BfS übernimmt keine Gewähr für die Richtigkeit, die Genauigkeit und Vollständigkeit der Angaben sowie die Beachtung privater Rechte Dritter. Der Auftraggeber behält sich alle Rechte vor. Insbesondere darf dieser Bericht nur mit seiner Zustimmung ganz oder teilweise vervielfältigt werden.

Der Bericht gibt die Auffassung und Meinung des Auftragnehmers wieder und muss nicht mit der des BfS übereinstimmen.

Impressum

Bundesamt für Strahlenschutz
Postfach 10 01 49
38201 Salzgitter

Tel.: +49 30 18333-0
Fax: +49 30 18333-1885
E-Mail: ePost@bfs.de
De-Mail: epost@bfs.de-mail.de

www.bfs.de

BfS-RESFOR-195/22

Bitte beziehen Sie sich beim Zitieren dieses Dokumentes immer auf folgende URN:
[urn:nbn:de:2022042732621](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:2022042732621)

Salzgitter, April 2022

Inhalt

1	Grundlagen	10
1.1	Zielstellung und Herangehensweise	10
1.2	Struktur des Reports	11
1.3	Begriffsbestimmung	13
1.3.1	Ionen und geladene Partikel, Ionenkonzentration und Partikel-Ladungskonzentration.....	13
1.3.2	Elektrische Mobilität, Ionenmobilität.....	14
1.3.3	Windgeschwindigkeit	15
2	Cluster-Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen	16
2.1	Grundlagen	16
2.1.1	Erzeugung von Cluster-Ionen an Hochspannungsleitungen	16
2.1.2	Ionenkonzentration in einer unipolaren Ionenwolke	17
2.1.3	Windausbreitung einer unipolaren Ionenwolke.....	19
2.1.4	Modellstudien.....	21
2.2	Auswertung einer Messkampagne in New Hampshire	23
2.2.1	Beschreibung der HGÜ sowie der Messstationen.....	23
2.2.2	Methodik	24
2.2.3	Ergebnisse der Messungen bei aktiver HGÜ	26
2.2.4	Ergebnisse der Messungen bei reinem Wechselspannungsbetrieb	31
2.3	Andere Ionenmessungen im Umfeld von HGÜ.....	33
2.3.1	Einführung	33
2.3.2	BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978): Bipolare 400-kV-HGÜ	34
2.3.3	KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983b): experimentelle Begleitstudie	34
2.3.4	JOHNSON (1983): ± 400 -kV-Testleitung	35
2.3.5	HENDRICKSON (1986): 400 m entfernt von einer ± 400 -kV-HGÜ in Minnesota.....	37
2.3.6	CARTER & JOHNSON (1988): monopolare 500-kV-Testleitung	38
2.3.7	DALLAIRE & MARUVADA (1987): ± 450 -KV-HGÜ-Testleitung.....	41
2.3.8	AMANO & SUNAGA (1989): ± 650 KV, Shiobara HVDC Test Line	42
2.3.9	CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989): Langzeitmessungen unter einer ± 500 -kV-HGÜ.....	44

2.3.10	JOHNSON (1990): Grad der Korona-Sättigung.....	51
2.3.11	SUDA & SUNAGA (1990a): Shiobara HVDC Test Line	54
2.4	Zusammenfassung	56
2.4.1	Ergebnisse der bisherigen Forschung	56
2.4.2	Weiterer Forschungsbedarf	58
3	Geladene Partikel windabwärts von Hochspannungsleitungen	59
3.1	Aufladung von Partikeln im Gleichgewicht	59
3.2	Unipolare Ionenwolken	63
3.2.1	Einführung	63
3.2.2	Integrale Exposition	63
3.2.3	Maximale Partikelbeladungen bei reiner Windausbreitung der Ionenwolke.....	65
3.2.4	Maximale Partikelbeladung in Leitungsnähe	69
3.2.5	Poisson-Verteilung	70
3.2.6	Mischungs- und Abbau-Mechanismen	73
3.2.7	Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der Partikelgrößenverteilung.....	75
3.3	Validierung	76
3.3.1	CARTER & JOHNSON (1988): 500-kV-Testleitung in Lenox, Massachusetts.....	76
3.3.2	SUDA & SUNAGA (1990b): Shiobara HVDC Test Line	78
3.3.3	SUDA & SUNAGA (1995): eine Modellstudie zu den Messdaten	87
3.3.4	BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008): schnelle Methode zur Messung der Ladungsverteilung. 89	
3.3.5	JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011): Messung an Wechselspannungsleitungen	90
3.3.6	BAILEY et al. (2012): Messung der Ladungsverteilung	93
3.3.7	JUNG et al. (2019): 24-Stunden-Messungen an Wechselspannungsleitungen	97
3.4	Zusammenfassung	99
3.4.1	Ergebnisse der bisherigen Forschung	99
3.4.2	Weiterer Forschungsbedarf	102
4	Ionen und geladene Partikel aus verschiedenen Quellen.....	104
4.1	Einführung	104
4.2	Atmosphärische Ionen.....	104

4.2.1	Überblick	104
4.2.2	Kleine oder Cluster-Ionen	107
4.2.3	Intermediäre Ionen	108
4.2.4	Große Ionen.....	110
4.3	Messungen abseits spezieller Ionenquellen.....	111
4.3.1	Messungen in ländlicher Luft	111
4.3.2	Messungen in urbaner Luft.....	114
4.3.3	LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010; 2013): Verschiedene Großstadt-Standorte.....	116
4.3.4	Messungen in Innenräumen	118
4.4	Messungen nahe von Verkehrswegen.....	119
4.4.1	Einführung	119
4.4.2	TIITTA et al. (2007): Messungen nahe einer Hauptstraße in Finnland	120
4.4.3	JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010): abstandsabhängige Messungen	122
4.4.4	JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) – Ladungsverteilungen.....	124
4.4.5	JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b): Direktvergleich Autobahn-Hochspannungsleitung ..	127
4.5	Messungen nahe von Wasserfällen.....	130
4.5.1	Einführung	130
4.5.2	LAAKSO et al. (2007) und LUTS et al. (2009) – Kaskade an einem Fluss	131
4.5.3	KOLARŽ et al. (2012): österreichische Wasserfälle	133
4.6	Messungen nahe sonstiger natürlicher Ionenquellen.....	139
4.7	Messungen nahe sonstiger technischer Ionenquellen.....	139
4.7.1	Industrieschornsteine.....	139
4.7.2	Kopierer und Laserdrucker	140
4.7.3	Kochen.....	142
4.8	Zusammenfassung	143
4.8.1	Ergebnisse der bisherigen Forschung	143
4.8.2	Weiterer Forschungsbedarf	148
5	Gesundheitliche Wirkungen geladener Partikel	149
5.1	Einführung	149
5.1.1	Inhalt dieses Kapitels.....	149

5.1.2	Partikel-Durchmesser	149
5.2	Mögliche biologische und gesundheitliche Wirkungen von Ionen oder geladenen Partikeln	150
5.2.1	Direkte Wirkungen von Cluster-Ionen	150
5.2.2	Deposition geladener Partikel in Lunge und Atemwegen	150
5.2.3	Deposition geladener Fasern in den Atemwegen.....	152
5.2.4	Radon-Zerfallsprodukte: Generelles.....	153
5.2.5	Deposition von geladenen Schadstoffen an Oberflächen	154
5.2.6	Sekundäre elektrische Felder und deren Wirkung.....	156
5.3	Deposition in Lunge und Atemwegen: Das ICRP-Modell.....	157
5.3.1	Grundlegendes.....	157
5.3.2	Aufbau des ICRP-Modells	158
5.3.3	Ergebnisse des ICRP-Modells	159
5.3.4	LEONG et al. (2009): Untersuchung von Bifurkationen.....	162
5.4	Dynamische Modellstudien unter Einbeziehung der Partikelladung	163
5.4.1	Einführung	163
5.4.2	KOULLAPIS et al. (2016)	163
5.4.3	MAJID et al. (2012; 2016): Modell IDEAL	165
5.5	Experimente der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung mbh.....	168
5.5.1	HEYDER et al. (1978): Workshop in Frankfurt	168
5.5.2	SCHEUCH, GEBHART & ROTH (1990).....	170
5.6	MELANDRI et al. (1983): Humanstudie	171
5.6.1	Theorie und Ergebnisse	171
5.6.2	Auswertung der Ergebnisse	176
5.6.3	Vergleich mit Gravitation und Diffusion	178
5.6.4	Vergleich der Ergebnisse mit dem ICRP-Modell	180
5.6.5	Folgestudien zu den Daten von MELANDRI et al. (1983).....	183
5.7	COHEN et al. (1995): Luftröhren-Simulation	187
5.7.1	Theorie und Ergebnisse	187
5.7.2	Alternative Auswertung der Ergebnisse	193
5.7.3	Vergleich mit MELANDRI et al. (1983)	198

5.7.4	Extremwert-Abschätzung unter Anwendung des ICRP-Modells.....	200
5.7.5	Berücksichtigung der Partikelgrößenverteilung	206
5.8	Experimente mit plastischen Modellen der Atemwege	209
5.8.1	COHEN et al. (1998): Replika der Bronchialregion	209
5.8.2	Plastische Modelle der oral-extrathorakalen Atemwege.....	212
5.9	Zusammenfassung	215
5.9.1	Ergebnisse der bisherigen Forschung	215
5.9.2	Weiterer Forschungsbedarf	219
6	Epidemiologische Studien zu Hochspannungsleitungen.....	222
6.1	Einführung	222
6.1.1	Kinderleukämie.....	222
6.1.2	Fall-Kontroll-Studien	223
6.2	Studien	226
6.2.1	WERTHEIMER & LEEPER (1979): Colorado	226
6.2.2	Magnetfeld-basierte Studien	227
6.2.3	DRAPER et al. (2005): britische Großstudie.....	229
6.2.4	Fortschreibung und Variationen zur britischen Großstudie	231
6.2.5	Spezifische Studien zur Unterscheidung zwischen Partikel- und Magnetfeld-basierter Kausalität	233
6.2.6	Ausgewählte Studien zu anderen vermuteten Leukämie-Risiken	235
6.2.7	Neuere Entfernungsbasierte Studien	237
6.2.8	Suche nach Störfaktoren	238
6.3	Zusammenfassung	239
6.3.1	Ergebnisse der bisherigen Forschung	239
6.3.2	Weiterer Forschungsbedarf	242
7	Schlussfolgerungen	243
8	Anhang	247
8.1	Maximale Ladungsdichte einer unipolaren Ionenwolke	247
8.2	ICRP-Modell	251

8.2.1	Das Depositionsmodell	251
8.2.2	Modellparameter	253
8.2.3	Durchmesser und Diffusionskoeffizient.....	258
8.2.4	Hygroskopische Partikel	259
9	Datentabellen	261
9.1	Messungen von Cluster-Ionen	261
9.1.1	New Hampshire, HGÜ aktiv	261
9.1.2	New Hampshire, nur Wechselspannungsleitungen aktiv.....	263
9.1.3	Andere Publikationen.....	265
9.1.4	Elektrische Felder	270
9.2	Messungen geladener Partikel.....	272
9.3	Messungen in anderen Umgebungen	275
9.3.1	Umgebungsluft	275
9.3.2	Verkehrsbereich.....	278
9.3.3	Wasserfälle und Regen	279
9.3.4	Sonstiges	280
	Literaturverzeichnis	281
	Abkürzungsverzeichnis.....	297
	Abbildungsverzeichnis.....	303
	Tabellenverzeichnis.....	308

Bewertende Literaturstudie zum Auftreten, zur Ausbreitung und zu gesundheitlichen Auswirkungen von ionisierten Schadstoffpartikeln in der Umgebung von Starkstromleitungen

Zusammenfassung

In der Umgebung von Hochspannungsleitungen treten erhöhte Konzentrationen von Ionen und geladenen Partikeln auf. Dieser Report untersucht den Stand der Wissenschaft zur Quantifizierung dieser Konzentrationen, sowie zu daraus gegebenenfalls resultierenden gesundheitlichen Implikationen. Hohe Konzentrationen sogenannter Korona-Ionen treten vor allem nahe von Gleichspannungsleitungen auf: zahlreiche Messungen bestätigen, dass die Messwerte den laut der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) theoretisch zulässigen Maximalwerten durchaus nahekommen können, diese aber praktisch nie überschreiten. Die Ionen können sich im weiteren Verlauf an Partikel anlagern, dieser Vorgang ist jedoch aufgrund der komplexen Einflussfaktoren schwieriger theoretisch quantifizierbar. Auch Messungen der Konzentration geladener Partikel gestalten sich aufwändig und liegen deshalb kam vor bzw. beschränken sich auf kleine geladene Partikel. Eine Abschätzungsmethode zur Ladungsaufnahme durch Partikel wird präsentiert und mit tatsächlichen Messungen verglichen. Hier besteht noch Forschungsbedarf; dies gilt auch für andere Bereiche, in welchem ebenfalls hohe Konzentrationen geladener Partikel beobachtet wurden, besonders im Verkehrsbereich. Die Haupt-Hypothese zu Gesundheitsgefahren besteht darin, dass geladene Partikel mit höherer Wahrscheinlichkeit in Lunge und Atemtrakt deponiert werden als ungeladene Partikel derselben Größe. Dieser Report konzentriert sich vor allem auf die experimentellen Depositionsstudien von MELANDRI et al. (1983) und COHEN et al. (1995), und kontrastiert die Ergebnisse mit den Erwartungen des ICRP-Modells zur Deposition neutraler Partikel. Trotz einiger Unsicherheiten kann eingeschätzt werden, dass die Partikelbeladungen, welche im Umfeld von Hochspannungsleitungen entstehen, nur zu einer praktisch vernachlässigbaren Erhöhung der Depositionswahrscheinlichkeit führen. Dieser Report bestätigt damit im Wesentlichen die Ergebnisse entsprechender vorhergehender Reviews (NRPB 2004).

Summary

In the vicinity of high-voltage powerlines, increased concentrations of ions and charged particles occur. This report examines the state of the art of quantifying these concentrations and of any health-related implications. High concentrations of so-called corona ions occur especially near high-voltage DC lines: numerous measurements confirm that the measured values may approach but rarely exceed the theoretically permissible maximum values according to the theory of KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a). The ions can accumulate on particles, this process is however more difficult to quantify theoretically due to the complex influencing factors. Also, measurements of the concentration of charged particles are rather complex technically; only few studies exist, part of which are limited to small charged particles. A method to estimate charge take-up by particles is presented and compared with actual measurements. There is still a need for research; this also applies to other areas in which high concentrations of charged particles have been observed, especially in connection with transport emissions. The main health hazard hypothesis is that charged particles are more likely to be deposited in the lungs and respiratory tract than uncharged particles of the same size. This report mainly focuses on the experimental deposition studies by MELANDRI et al. (1983) and COHEN et al. (1995), and contrasts the results with the expectations of the ICRP model for the deposition of neutral particles. Despite some uncertainties, it can be stated that the particle charging in the vicinity of high-voltage lines only lead to a practically negligible increase in the deposition probability. In this regard, this report essentially confirms the results of previous reviews (NRPB 2004).

1 Grundlagen

1.1 Zielstellung und Herangehensweise

Hochspannungsleitungen emittieren sogenannte Korona-Ionen. Zum Teil übertragen diese ihre Ladung an in der Luft befindliche Partikel. Das Thema möglicher biologischer und gesundheitlicher Wirkungen von Ionen oder geladenen Partikeln wurde in der Literatur kontrovers diskutiert, es existieren vor allem einige epidemiologische Studien, welche Indizien auf ein gehäuftes Auftreten von Kinderleukämie im Umfeld von Hochspannungsleitungen hinwiesen (dieses Thema wird im Kapitel 6 dieses Reports betrachtet, es sei jedoch bereits an dieser Stelle betont, dass diese Befunde in neueren Studien nicht reproduziert werden konnten, und dass auch die Positivbefunde nicht zwingend einen Kausalzusammenhang belegen). Die Forschung konzentrierte sich hier zunächst auf die an den Leitungen erzeugten elektromagnetischen Felder als möglicher Kausalfaktor. Laborexperimente und theoretische Überlegungen konnten jedoch bislang keinen auch nur annähernd plausiblen Mechanismus identifizieren (SWANSON & JEFFERS 1999; SWANSON & KHEIFETS 2006). Damit, aber auch aus anderen im Kapitel 6 dargelegten Gründen, gerieten Ionen und geladene Partikel in den Fokus. Ein Review des britischen National Radiological Protection Board (NRPB) aus dem Jahr 2004 zum Thema Partikeldepositionen im Umfeld von Hochspannungsleitungen und möglichen Gesundheitseffekten (NRPB 2004) kam allerdings zu dem Schluss, dass nach dem Stand der Wissenschaft auch von Ionen und geladenen Partikeln keine signifikanten negativen Auswirkungen auf den Menschen ausgehen sollten. Das Thema gewann jedoch erneut an Relevanz mit Bezug auf die auch in Deutschland geplanten Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragungsleitungen (HGÜ), da hier wesentlich höhere Konzentrationen an Ionen und geladenen Partikeln erwartet werden. Die Risikobewertung ist, vor allem mit nicht abschließend geklärt. Das Bundesamt für Strahlenschutz (BfS) beauftragte deshalb an das Leibniz-Institut für Troposphärenforschung Leipzig e.V. mit einer umfassenden Literaturschau zu diesem Thema. Das Thema der Studie wurde zudem um die Fragestellung erweitert, ob auch in anderen Bereichen natürliche oder anthropogene Ionen oder geladene Partikel in vergleichbaren oder sogar höheren Konzentrationen als im Umfeld von Hochspannungsleitungen auftreten können, und ob somit auch in anderen Bereichen gesundheitliche Implikationen berücksichtigt werden müssten.

Zu dieser Literaturschau wurde in erster Linie die wissenschaftliche Literatur- und Zitationsdatenbanken des *Web of Science* herangezogen. Die Suche erfolgte entweder durch Eingabe geeigneter Schlagworte, oder anhand von Zitierbäumen, d.h. von einer Start-Veröffentlichung ausgehend wurden die Arbeiten analysiert, welche von dieser Start-Veröffentlichung entweder zitiert wurden, oder welche diese Veröffentlichung ihrerseits zitierten. Als Start-Veröffentlichung eigneten sich insbesondere Reviews, wie der obengenannte NRPB-Review des Jahres 2004, oder Arbeiten von zentraler Bedeutung wie die Experimentalstudien zur Deposition geladener Partikel von MELANDRI et al. (1983) und COHEN et al. (1995). Über 600 Publikationen wurden als zumindest grob themenbezogen und 400 als potentiell relevant eingestuft, 244 davon fanden Eingang in diesen Report. Die Verteilung über die Unterthemen dieser Studie ist jedoch sehr unterschiedlich:

- 82 der im Report zitierten 244 Studien (34%) beziehen sich thematisch auf Messungen und theoretische Erwartungen zur Konzentration von Ionen und geladenen Partikeln im Wirkungsbereich von Hochspannungsanlagen.
- 51 (21%) Publikationen betreffen sich auf epidemiologische Studien im Umfeld von Hochspannungsleitungen, besonders zur Krankheit Kinderleukämie, oder haben einen mittelbaren thematischen Bezug dazu (dies betrifft zum Beispiel Arbeiten zur generellen Häufigkeit oder zu vermuteten medizinischen Ursachen des Ausbruchs von Kinderleukämie). Hier existiert eine sehr umfangreiche Literatur: über 200 einschlägige Studien wurden gefunden. Dieses Thema übersteigt jedoch den Rahmen dieses Reports, welcher speziell Ionen und geladene Partikel im Wirkungsbereich von Hochspannungsleitungen betrachtet. Ein Großteil der epidemiologischen Studien basiert zudem auf sehr niedrigen Fallzahlen, sowohl Positiv- als auch Negativbefunde können damit einfach auf Zufall beruhen und die Studienergebnisse erlauben damit keine Schlüsse. Deshalb wurde hier nur eine Auswahl getroffen.

- 50 (20%) Publikationen beziehen sich auf Ionen und geladene Partikel in anderen Bereichen, mit Schwerpunkt auf den Verkehrsbereich und auf das Umfeld von Wasserfällen. Zudem gehören hierzu auch Studien, welche allgemeine Messungen in der ruralen oder urbanen Hintergrundluft betreffen.
- 48 (20%) Publikationen beziehen sich auf den Einfluss der Partikelladung auf die Deposition und Wirkung in den Atemwegen, zudem wurden hier auch weitere Publikationen einbezogen, welche die Deposition von Partikeln im Allgemeinen (d.h. auch von ungeladenen Partikeln) betrachten und für das Verständnis wichtig sind. Auch hier besteht durchaus eine umfangreichere Literatur, ein Großteil der einschlägigen theoretischen und experimentellen Arbeiten widmet sich allerdings dem gezielten Einsatz von Partikelladungen, um Medikamente in bestimmte Abschnitte von Lunge und Atemtrakt einzubringen. Hier wird mit sehr hohen Partikelladungen im drei- bis fünfstelligen Bereich gearbeitet, welche im Umfeld von Hochspannungsleitungen nicht auftreten. In diesem Report wurde deshalb die Auswahl im Wesentlichen auf Arbeiten beschränkt, welche speziell die Deposition niedrigbeladener Partikel betreffen.
- 13 (5%) Publikationen betreffen die Akkumulation von Aerosolen, Schadstoffen, Radonfolgeprodukten o.ä. im Wirkungsbereich von Hochspannungsleitungen, sowie generell auf den Einfluss elektrischer und magnetischer Felder auf Deposition und Bewegung geladener Partikel. Hierbei handelt es sich um ein bislang wenig untersuchtes Randthema, dessen gesundheitliche Relevanz offen ist (siehe Abschnitt 5.2.5).

Die Konzentration von Ionen und geladenen Partikeln im Umfeld von Hochspannungsleitungen hängt stark von verschiedenen Parametern ab, hierzu zählen die Leitungsspannung, die Höhe der Leitung über dem Boden, die Entfernung zwischen Leitung und Messstation sowie die Windstärke und -richtung. Da Messungen unter sehr unterschiedlichen Gegebenheiten durchgeführt wurden, ist somit ein Direktvergleich der Ergebnisse verschiedener Studien kaum möglich, vielmehr ist ein Vergleich mit theoretischen Erwartungen unter den jeweils gegebenen Umständen erforderlich. Deswegen wurden in diesem Report diverse theoretische Ansätze umfassend betrachtet und mit tatsächlichen Messungen kontrastiert. Dies betrifft die Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) zur Abschätzung maximaler Ionenkonzentrationen, und einem Ansatz von JEFFERS (2001) zur Abschätzung der daraus resultierenden maximal möglichen Partikelbeladungen. Auch zur Deposition geladener Partikel im Atemtrakt bestehen theoretische Ansätze, welche u.a. in den Studien von MELANDRI et al. (1983) und COHEN et al. (1995) experimentell überprüft wurden und in diesem Report dargelegt werden. Überdies muss hier die Ladungs-induzierte Deposition mit der thermodynamischen und aerodynamischen Deposition verglichen werden, welcher auch ungeladene Partikel unterliegen, dies schränkt teilweise den Spielraum für eine Ladungs-induzierte Zusatzdeposition signifikant ein. Deshalb wurde auch das sogenannte ICRP-Modell, welches die der thermodynamischen und aerodynamischen Deposition von Partikeln in Lunge und Atemtrakt quantifiziert, in diesem Report ausführlicher betrachtet.

Insgesamt bestätigt dieser Report den obenerwähnten britischen NRPB-Review aus dem Jahr 2004, wonach Ionen und geladene Partikel im Umfeld von Hochspannungsleitungen keine signifikante Gesundheitsgefahr darstellen sollten (NRPB 2004). Es wurden allerdings einige Aspekte ausführlicher betrachtet und Bereiche identifiziert, in welchen weitere Forschungen wünschenswert wären.

1.2 Struktur des Reports

Dieser Report ist wie folgt aufgebaut:

- Im Kapitel 1 (diesem Kapitel) folgt nach der Darstellung von Zielstellung, Herangehensweise und Struktur des Reports noch eine Übersicht über wesentliche Begriffe, welche in diesem Report wiederholt verwendet werden und deren Definition für das Verständnis dieses Reports essentiell ist.
- Im Kapitel 2 wird die Emission von sogenannten Cluster-Ionen an Hochspannungsleitungen detailliert betrachtet. Es wird die Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) vorgestellt. Diese nimmt eine von der Hochspannungsleitung ausgehende unipolare Ionenwolke an; die Theorie liefert maximal mögliche Werte für die Ionenkonzentration, in Abhängigkeit von der Entfernung zur Quelle sowie der Spannung der Quelle und der Windgeschwindigkeit. Diese Theorie wird in diesem Report mit Messungen

verglichen. Ein Schwerpunkt bildete die Auswertung von Messdaten, welche während einer mehrjährigen (1989-1992) Messkampagne im Umfeld einer $\pm 400\text{-}500\text{-kV-HGÜ}$ in New Hampshire, USA, gewonnen wurden (der Leitungsbetreiber war zu diesen Messungen verpflichtet) und bisher noch in keiner wissenschaftlichen Publikation verarbeitet wurden (Abschnitt 2.2). Zudem wurden auch die Daten aus bestehenden wissenschaftlichen Publikationen, welche sich auf andere Leitungen beziehen, zum Vergleich herangezogen (Abschnitt 2.3).

- Kapitel 3 behandelt die Anlagerung dieser Cluster-Ionen an Partikel und damit die Entstehung geladener Partikel. Unter normalen Umständen strebt ein Gemisch aus Ionen und Partikeln ein Gleichgewicht an; die Methode zur Berechnung der Partikel-Ladungsverteilung im Gleichgewicht wird vorgestellt. Im Fall extrem einseitig polarisierter Ionenumgebungen, wie sie windabwärts von Hochspannungsleitungen auftreten, ist dieser Ansatz allerdings in der Regel nicht sinnvoll anwendbar. Ein Schwerpunkt in diesem Report liegt deshalb auf einem Ansatz von JEFFERS (2001) zur Abschätzung der maximal möglichen Partikelbeladungen in unipolaren Ionenwolken, in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser. Es erfolgte ein Vergleich mit publizierten Daten aus verschiedenen Studien. In diesem Zusammenhang werden auch messtechnische Probleme adressiert. Aufmerksamkeit verdient besonders die schnelle Messmethode von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) zur experimentellen Ermittlung der Partikel-Ladungsverteilung, siehe Abschnitt 3.3.4.
- Kapitel 4 widmet sich der Frage, in welchen Bereichen unabhängig von Hochspannungsleitungen ebenfalls geladene Partikel überproportional häufig auftreten. Es werden zunächst allgemeine Hintergrundmessungen (d.h. nicht in der Nähe spezieller Ionenquellen) im ländlichen und urbanen Raum sowie in Innenräumen betrachtet. Zu speziellen Ionenquellen wurden zwei Bereiche intensiver betrachtet: Verkehrsemissionen (Abschnitt 4.4) und Wasserfälle (Erzeugung von Ionen durch den balloelektrischen Effekt, Abschnitt 4.5). Hinzu kommen einige weitere natürliche und anthropogene Ionenquellen.
- Kapitel 5 untersucht mögliche Hypothesen zu Gesundheitsrisiken mit Bezug zu Ionen und geladenen Partikeln im Umfeld von Hochspannungsleitungen. Es werden mögliche Wirkmechanismen erörtert. Die Haupthypothese besteht in der Deposition geladener Partikel in Lunge und Atemtrakt. Hierzu werden zunächst unter Nutzung des ICRP-Modells die Grundlagen der Partikeldeposition (auch von neutralen Partikeln) erläutert. Zur Deposition speziell von geladenen Partikeln werden zunächst mehrere Computermodellstudien betrachtet (Abschnitt 5.3.4), anschließend erfolgt die Analyse von Experimentalstudien. Hier fokussiert der Report vor allem auf zwei Schlüsselstudien: die Humanstudie von MELANDRI et al. (1983) im Abschnitt 5.6 sowie die Luftröhren-Simulation von COHEN et al. (1995) im Abschnitt 5.7. In beiden Fällen wird auch untersucht, wie sich eine Inkorporation der Ergebnisse dieser Studien in das ICRP-Modell auf die Vorhersagen des Modells auswirken.
- Kapitel 6 betrachtet schließlich epidemiologische Studien. In der Vergangenheit hatten mehrere derartige Studien Hinweise auf eine Häufung von Kinderleukämie-Fällen im Umfeld von Hochspannungsleitungen gefunden; neuere Studien, einschließlich direkter Fortschreibungen früherer Studien unter Nutzung derselben Methodologie, konnten dies nicht bestätigen. In diesem Report wird dieses Thema nur überblicksmäßig behandelt; es wird vor allem auf die Frage fokussiert, ob sich aus den Ergebnissen dieser Studien Hinweise auf die Kausalität ablesen lassen, welche diesen Häufungen von Leukämiefällen zugrunde liegen könnte. Eine Untersuchung, ob den beobachteten Häufungen überhaupt eine Kausalität zugrunde liegt oder ob sie einfach auf Zufall beruhen können, liegt außerhalb der Zielstellung dieses Reports, es wird aber auf weiterführende Publikationen zu diesem Thema verwiesen.

Jedes Kapitel wurde an seinem Ende zusammengefasst, und es wurden speziell ein eventueller weiterer Forschungsbedarf dargelegt. Zudem verfügt der Report über die folgenden Anhänge:

- Anhang 8.1: detaillierte Darstellung der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) zur Berechnung der maximal möglichen Konzentration von Cluster-Ionen im Umfeld einer Ionenquelle (unter Annahme einer unipolaren Ionenwolke),

- Anhang 8.2: Beschreibung des ICRP-Modells zur quantitativen Abschätzung der Deposition von Partikeln in Lunge und Atemtrakt.
- Anhang 9: Tabellen mit Messdaten zu Ionen, geladenen Partikeln und elektrischen Feldern aus verschiedenen Publikationen.

1.3 Begriffsbestimmung

1.3.1 Ionen und geladene Partikel, Ionenkonzentration und Partikel-Ladungskonzentration

Wie in den Kapiteln 2 und 3 noch detaillierter dargelegt werden wird, ist für Hochspannungsleitungen der folgende Prozess relevant: An den Leitungen entstehen aufgrund des Korona-Effekts sogenannte Cluster-Ionen. Im weiteren Verlauf können sich diese Cluster-Ionen an Partikel anlagern; es entstehen geladene Partikel (zum Teil waren die Partikel auch bereits vor der Begegnung mit der an der Stromleitung generierten Ionenwolke geladen, wobei in der Hintergrundluft im Normalfall Ladungen beider Polaritäten etwa paritätisch vorliegen). Damit bietet sich an, die Cluster-Ionen einfach als Ionen zu bezeichnen. Dies soll in diesem Report im Wesentlichen immer dann praktiziert werden, wenn das Umfeld von Hochspannungsleitungen betrachtet wird: der Begriff „Ionen“ ohne Zusatz soll sich in dem Zusammenhang nur auf Cluster-Ionen beziehen.

Ionen und geladene Partikel spielen aber nicht nur in der Umgebung von Hochspannungsleitungen eine Rolle, sondern auch in anderen Umgebungen; im Kapitel 4 wird dieses Thema umfassend betrachtet. Hier ist auch eine Differenzierung zwischen verschiedenen Ionenarten notwendig. Generell wird in der Literatur üblicherweise zwischen drei Ionen-Kategorien in der Atmosphäre unterschieden: Die Cluster-Ionen (*cluster ions*, auch als Kleine Ionen, *small ions*, oder Luft-Ionen, *air ions*, bezeichnet) sind die kleinsten Ionen, gefolgt von den Intermediären Ionen (*intermediate ions*) und schließlich den Großen Ionen (*large ions*). Diese Klassifizierung wird im Abschnitt 4.2 detailliert dargestellt. Es besteht dabei keine klare Abgrenzung zu den geladenen Partikeln; rein physikalisch betrachtet sind alle genannten Ionen auch geladene Partikel (im obenerwähnten Kontext von Hochspannungsleitungen zählen Intermediäre und Große Ionen zu den geladenen Partikeln, während Cluster-Ionen getrennt davon betrachtet und als Ionen bezeichnet werden sollen). Die Klassifizierung in Cluster-, Intermediäre und Große Ionen wird in der Literatur überwiegend dann verwendet, wenn sich die Messungen auf kleine geladene Partikel beschränken, welche unter normalen Umständen maximal eine Ladung tragen: HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) verwendeten für ihre Ionen-Langzeitmessungen ein Instrument, dessen Obergrenze des Messbereichs bei einem Partikeldurchmesser von nur 79 nm lag, in anderen Studien liegt die Obergrenze noch deutlich niedriger (typischerweise bei etwa 40 nm). In diesem Report soll die Klassifikation in Cluster-, Intermediäre und Große Ionen dann genutzt werden, wenn sie auch in den Originalarbeiten zum jeweiligen Thema üblich ist. Dies betrifft praktisch alle im Kapitel 4 diskutierten Studien, in Einzelfällen aber auch Messungen windabwärts von Hochspannungsleitungen (zum Beispiel beschränkte sich die Messstudie von SUDA & SUNAGA (1990b), siehe Abschnitt 3.3.2, auf geladene Partikel im Bereich 12-40 nm und nannte diese entsprechend Große Ionen).

Größere Partikel können auch mehrere Ladungen tragen, oder neutral sein. Bei der Partikelladung, auf ein individuelles Partikel bezogen, handelt es sich stets um die Nettoladung: Wenn z.B. ein zweifach positiv geladenes Partikel eine negative Ladung aufnimmt, trägt es danach nur noch eine einfache positive Ladung, und nur diese trägt zur Gesamtsumme aller Partikelladungen bei. Diese Gesamtsumme aller Partikelladungen pro Luftvolumen wird als Partikel-Ladungskonzentration bezeichnet. Wenn sich der Messbereich auf kleinere geladene Partikel beschränkt, von welchen angenommen werden kann, dass sie nur eine Ladung tragen, ist auch der Begriff Ionenkonzentration üblich (im Kontext von Hochspannungsleitungen ist die Ionenkonzentration die Konzentration der Cluster-Ionen, und die totale Ladungskonzentration ist somit die Summe aus Cluster-Ionen-Konzentration und Partikel-Ladungskonzentration). Üblicherweise erfolgt die Angabe in der Einheit cm^{-3} .

In einem Luftpaket treten praktisch stets sowohl positive als auch negative Ionen und geladene Partikel auf. Deshalb muss im Allgemeinen zwischen der Bruttokonzentration für die jeweilige Polarität und der Nettokonzentration unterschieden werden; letztere ist die Differenz aus Ionen der dominierenden und der

entgegengesetzten Polarität. Manche Messverfahren liefern Bruttokonzentrationen (je nach Einstellung des Messgeräts entweder für die positive oder die negative Polarität), andere Verfahren liefern Nettokonzentrationen. In diesem Report soll, sofern nicht explizit anders dargestellt, mit der Ionenkonzentration bzw. der Ladungskonzentration die Bruttokonzentration der jeweiligen Polarität gemeint sein - auch weil nach den vorherrschenden Hypothesen die Bruttokonzentration (von geladenen Partikeln einer bestimmten Größe) der entscheidende Parameter hinsichtlich einer vermuteten gesundheitlichen Wirkung ist, siehe Abschnitt 5.2.2. Im Einflussbereich von Hochspannungsleitungen dominieren in der Regel die Ionen einer der beiden Polaritäten allerdings sehr deutlich, so dass sich Brutto- und Nettokonzentration praktisch kaum unterscheiden.

1.3.2 Elektrische Mobilität, Ionenmobilität

Die elektrische Mobilität μ , speziell bei Ionen auch als Ionenmobilität bezeichnet, ist der Proportionalitätsfaktor zwischen der Stärke eines elektrischen Felds und der Geschwindigkeit, mit welcher sich ein elektrisch geladenes Objekt in diesem Feld bewegt. Die typische Einheit ist $\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ oder $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Berechnet wird die elektrische Mobilität mittels der Gleichung (z.B. BAILEY et al. 2012)

$$\mu = \frac{j}{d} C(d) \frac{e}{3\pi\eta} \quad (1.3-1)$$

mit j der Ladungszahl und d dem Durchmesser des Ions oder Partikels. $C(d)$ ist die sogenannte Cunningham-Korrektur, welche ebenfalls vom Durchmesser abhängt, siehe Gleichung (8.2-10). Für Durchmesser größer als $1\text{ }\mu\text{m}$ liegt sie in der Luft unter normalen Temperatur- und Druckbedingungen sehr nahe bei 1, zu kleineren Durchmessern hin steigt sie jedoch an; bei einem Durchmesser von 100 nm beträgt sie 3, bei 10 nm 23 und bei 1 nm 227. e ist die Elementarladung ($1,602 \cdot 10^{-19}\text{ As}$) und η die Viskosität des umgebenden Mediums (hier: der Luft).

Eine Verteilung der Mobilität ist einfach messbar: hierzu dienen sogenannte Differentielle Mobilitäts-Analysatoren (*differential mobility analyzer, DMA*), welche die Ionen oder geladenen Partikel nach ihrer Mobilität sortieren. Die Mobilität steigt laut Gleichung (1.3-1) mit wachsender Ladungszahl und fällt mit wachsendem Durchmesser. Wenn die Ladungszahl bekannt ist, kann somit direkt von der Mobilität auf den Ionen- oder Partikeldurchmesser geschlossen werden. Dies wird praktisch wie folgt ausgenutzt:

- Messung der Größenverteilung von Ionen und geladenen Partikeln: Bei Cluster-Ionen, aber auch bei kleinen geladenen Partikeln (oft auch als, je nach genauer Größe, Intermediäre bzw. Große Ionen bezeichnet) treten Mehrfachbeladungen unter normalen Umständen kaum auf, damit kann die Größenverteilung der Ionen und geladenen Partikel direkt aus der gemessenen Mobilitätsverteilung abgeleitet werden. Ein Beispiel dafür ist in Abbildung 3.3-7 im Abschnitt 3.3.5 dargestellt, hier endete der Messbereich zwecks des Ausschließens von Mehrfachbeladungen bereits bei 40 nm (das ist auch die übliche Obergrenze für derartige Messungen).
- Messung der Größenverteilung aller Partikel (unabhängig vom Ladungszustand): DMA werden hierfür standardmäßig eingesetzt. Die Probenluft passiert vor dem Eintritt in den DMA zunächst einen sogenannten Auflader - üblicherweise ein radioaktives Bauelement, nicht-radioaktive Auflader existieren aber ebenfalls. In diesem Auflader werden die Partikel „neutralisiert“ (dies ist die übliche Bezeichnung für diesen Vorgang): es wird ein Ladungsgleichgewicht hergestellt: Zur Berechnung des Gleichgewichts siehe Abschnitt 3.1. Mittels des DMA wird anschließend die Mobilitätsverteilung gemessen. Da die Ladungsverteilung nun dank der Neutralisierung bekannt ist, kann auch hier aus der Mobilitätsverteilung direkt die Größenverteilung der Partikel berechnet werden.

Zur Abschätzung möglicher gesundheitlicher Wirkungen ist es im Allgemeinen erforderlich, detaillierte Ladungsverteilungen geladener Partikel zu bestimmen (denn wesentlich ist hier, welche Prozentzahl von Partikeln einer bestimmten Größe eine bestimmte Ladungszahl überschreitet), und dies auch für Partikel größer als 40 nm . Hier muss im Allgemeinen zweidimensional vorgegangen werden, etwa durch Vorsortierung der geladenen Partikel anhand ihrer Mobilität (mittels DMA) und danach der Messung einer Größenverteilung für jede vorsortierte Partikelmenge. Derartige Messungen haben entsprechend eine sehr

niedrige Zeitauflösung. Im Abschnitt 3.3.6 wird eine solche Messung vorgestellt. Im Abschnitt 3.3.4 wird eine Methode diskutiert, um eine derartige zweidimensionale (Durchmesser, Ladungszahl) Verteilung auch mittels einer schnellen Messung zu erfassen.

Speziell im Fall von Cluster-Ionen kann vereinfachend angenommen werden, dass alle Ionen dieselbe Mobilität haben, diese unterscheidet sich lediglich für positive und negative Cluster-Ionen (μ_+ und μ_-). Die genauen Werte, welche in einschlägigen Studien angenommen werden, variieren von Studie zu Studie. Typische Werte unter Normalbedingungen sind $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ für positive und $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ für negative Ionen: negative Cluster-Ionen sind mobiler als positive. Für Messungen der Ionenmobilitäten im Umfeld von Hochspannungsleitungen siehe zum Beispiel die Messungen von SUDA & SUNAGA (1990a) an einer 750-KV-Gleichstrom-Testleitung und WRIGHT et al. (2014b) an Wechselspannungsleitungen.

Geladene Partikel, einschließlich Intermediärer und Großer Ionen, haben eine wesentlich geringere elektrische Mobilität. Hier ein Beispiel: Im Abschnitt 3.3.2 werden die Messungen von SUDA & SUNAGA (1990b) diskutiert, diese betrafen den Größenbereich 12-40 nm (für welchen eine Ladungszahl $j=1$ angenommen werden kann). Mit Gleichung (1.3-1) ergeben sich Mobilitäten zwischen $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ und $1,4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$, d.h. von 12 bis 40 nm fallen die Mobilitäten um etwa einen Faktor 10, und insgesamt sind die Mobilitäten dieser Großen Ionen etwa um den Faktor 100 bis 1.000 kleiner als bei Cluster-Ionen.

1.3.3 Windgeschwindigkeit

Im Zusammenhang mit Hochspannungsleitungen ist für die Analysen in diesem Report nur die Komponente der Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur Leitung relevant, deshalb soll in dem Zusammenhang mit „Windgeschwindigkeit“ (Symbol v) stets diese Komponente gemeint sein. Positive Werte für v sollen dabei (sofern nicht explizit anders dargestellt) bedeuten, dass die Windrichtung von der Leitung in Richtung Messstation zeigt.

2 Cluster-Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen

2.1 Grundlagen

2.1.1 Erzeugung von Cluster-Ionen an Hochspannungsleitungen

Bereits in der natürlichen Luft befinden sich ständig Ionen, welche überwiegend durch kosmische Strahlung und (über Land) durch den Zerfall von Radon und seiner Folgeprodukte entstehen. Primär entstehen dabei freie Elektronen und positiv geladene Moleküle, wobei beide Ladungen etwa paritätisch auftreten. Unmittelbar nach deren Entstehung lagern sich Wassermoleküle (und in geringerem Maße andere in der Atmosphäre befindliche Moleküle) an: es bilden sich sogenannte Cluster-Ionen. Sie bestehen typischerweise aus etwa 3-10 Wassermolekülen und können nur dank ihrer Ladung existieren: falls es zur Aufnahme einer entgegengesetzten Ladung kommt und das Ion damit neutralisiert wird, zerfällt der Cluster wieder in seine Einzelmoleküle (KEESE & CASTLEMAN 1985; JOHNSON 1990). Bei den sogenannten Intermediären und Großen Ionen ist dies hingegen nicht der Fall, auch von daher ist es gut begründet, diese zu den geladenen Partikeln zu zählen und somit einen Dualismus aus (Cluster)-Ionen einerseits und geladenen Partikeln andererseits anzunehmen (in diesem Report soll dies im Zusammenhang mit Hochspannungsleitungen praktiziert werden). Cluster-Ionen haben einen Durchmesser von nur 0,3-1,6 nm (HÖRRAK, SALM & TAMMET et al. 2000), sie sind somit hochmobil und können sich im weiteren Verlauf an Partikel anlagern oder auf verschiedene Weise neutralisiert werden (gegenseitige Neutralisation positiver und negativer Ionen, Verluste am Boden oder der Vegetation). Dies geschieht vergleichsweise schnell: Cluster-Ionen haben eine Halbwertszeit von wenigen Sekunden in sehr schmutziger Luft bis zu einigen Minuten in sauberer ländlicher Luft (ISRAEL 1971; JOHNSON 1990).

An Hochspannungsleitungen entstehen aufgrund des sogenannten Korona-Effekts ebenfalls freie Elektronen und positiv geladene Moleküle, somit bilden sich hier ebenfalls Cluster-Ionen. Die Ionenkonzentration übersteigt dabei die natürliche Hintergrund-Konzentration unter Umständen beträchtlich, zudem dominiert hier (im Gegensatz zur Situation in der Hintergrundluft) in der Regel eine der beiden Polaritäten deutlich über die andere. Zu einer detaillierten Beschreibung des Korona-Effekts siehe z.B. FEWS et al. (1999b). Der Effekt tritt ein, wenn das elektrische Feld an der Oberfläche des Leiters einen Schwellwert von etwa 3.000 kV/m übersteigt (PEEK 1911; 1929: Seite 40). Es existieren sowohl positive als auch negative Koronas. Im ersteren Fall sorgt das elektrische Feld dafür, dass Elektronen aus Sauerstoff- und Stickstoffmolekülen herausgelöst werden. Damit entstehen positive Ionen. Auf dem Weg der Elektronen zu den Leitungen tritt zudem ein Lawineneffekt ein: die Elektronen stoßen mit weiteren Atomen zusammen und ionisieren diese ebenfalls. Bei negativen Koronas hingegen werden Elektronen emittiert. Auch hier tritt dieser Lawineneffekt ein, allerdings nimmt das elektrische Feld mit zunehmendem Abstand von den Leitungen schnell ab, so dass die Erzeugung weiterer Ionen auch hier auf das unmittelbare Umfeld des Leiters beschränkt bleibt.

Die Stärke des Korona-Effekts hängt zum einen von der Leitungsspannung ab, zum anderen spielen zahlreiche kaum quantifizierbare innere (Zustand des Leiters, z.B. scharfe Kanten aufgrund von Beschädigungen) und äußere Faktoren (z.B. Wetter) eine Rolle. Generell sollten die höchsten Ionenkonzentrationen (bei sonst gleichen Faktoren) windabwärts von monopolaren Gleichspannungsleitungen auftreten: hier tragen die Leiterseile entweder nur eine positive oder nur eine negative Spannung (die Rückleitung erfolgt durch die Erde) und es werden somit nur Ionen einer der beiden Polaritäten erzeugt. Bei bipolaren Gleichstromleitungen verlaufen Leitungen entgegengesetzter Polarität parallel zueinander. Hier entstehen positive und negative Ionen gleichzeitig, durch resultierende Wechselwirkungen wird ein Teil der entstandenen Ionen direkt wieder abgebaut. Netto ergibt sich in der Regel ein Überschuss positiver Ionen auf der einen und ein Überschuss negativer Ionen auf der anderen Seite der Stromtrasse, in größeren Entfernung windabwärts der Trasse dominieren damit in der Regel die Ionen, welche dieselbe Polarität wie das windabwärts (auf der Lee-Seite) gelegene Leiterseil tragen.

Bei Wechselstromleitungen treten zeitlich abwechselnd positive und negative Koronas auf, welche in der Regel von unterschiedlicher Stärke sind, und auch hier kommt es zur teilweisen gegenseitigen Neutralisierung. Die resultierende Netto-Ladung in größerer Entfernung von der Leitung wird durch eine

Vielzahl von Faktoren beeinflusst und ist deshalb kaum vorhersagbar, weder hinsichtlich der Polarität noch der Stärke.

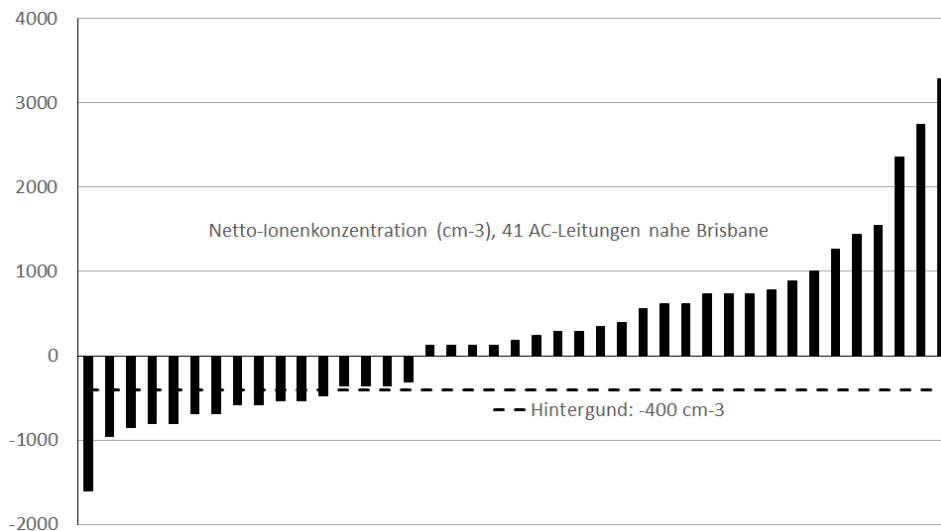


Abbildung 2.1-1: Von JAYARATNE, FATOKUN & MORAWSKA (2008) gemessene Ionenkonzentrationen an 41 Wechselstrom-Hochspannungsleitungen in der Umgebung von Brisbane. Australien.

Abbildung 2.1-1 zeigt die von JAYARATNE, FATOKUN & MORAWSKA (2008) gemessene Ionenkonzentrationen an 41 Wechselstrom-Hochspannungsleitungen in der Umgebung von Brisbane. Australien. Ebenfalls gezeigt ist die gemessene durchschnittliche urbane Netto-Hintergrundkonzentration von -400 Ionen pro cm³, d.h. negative Ionen dominierten im Hintergrund. Bei den untersuchten Leitungen überwogen die positiven Netto-Ladungen - auf 25 netto positive Koronas kamen 16 netto negative - und bei positiven Fällen wurden höhere Extremwerte erreicht. Die Autoren konnten keinen auffallenden Zusammenhang zwischen der beobachteten Polarität und etwa den Wetterbedingungen oder auch der nominellen Spannung der jeweiligen Leitung erkennen (momentane Werte von Spannung und Stromfluss waren unbekannt).

2.1.2 Ionenkonzentration in einer unipolaren Ionenwolke

Wie die Arbeit von JAYARATNE, FATOKUN & MORAWSKA (2008), siehe Abbildung 2.1-1, oder auch eine umfangreiche Studie von WRIGHT et al. (2014b) im Umfeld von Wechselspannungsleitungen zeigten, unterliegt die Anzahl der pro Zeit emittierten Corona-Ionen (und speziell bei Wechselspannungsleitungen damit auch die Netto-Polarität der Corona) zahlreichen Faktoren und kann deshalb kaum vorhergesagt werden. Zur Abschätzung der resultierenden Ionenkonzentration (Anzahl Ionen pro Luftvolumen), oder zumindest der zu erwartenden Maximalwerte, ist eine Kenntnis der Quellenstärke allerdings nicht erforderlich, wie hier dargestellt werden soll. Der Grund ist anschaulich klar: je mehr Ionen gleichzeitig emittiert werden, umso schneller werden sie aufgrund der abstoßenden elektrostatischen Kräfte auseinandergetrieben. Die Quellenstärke beeinflusst damit zwar die Abmessungen der resultierenden Ionenwolke, die maximal mögliche Konzentration innerhalb der Ionenwolke ist allerdings unabhängig von der Quellenstärke.

Es sei angenommen, dass eine Ionenquelle ausschließlich Ionen einer Polarität erzeugt: es entsteht eine unipolare Ionenwolke, welche sich mit dem Wind von der Quelle wegbewegt. KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) erarbeiteten eine Methode, um den maximal möglichen Wert für die Ionenkonzentration n in einer derartigen unipolaren Ionenwolke abzuschätzen. Es wurde dabei angenommen, dass die Ionenwolke von einer Quelle emittiert wurde und sich in der freien Atmosphäre ausbreitet. Verluste durch Anlagerung an Partikel oder am Boden, oder auch Zerstreuung der Wolke durch atmosphärische Turbulenzen wurden ignoriert: die Ausbreitung wird ausschließlich durch elektrostatische Kräfte sowie durch den Wind getrieben. KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) erhielten die Gleichung

$$n \leq \frac{\epsilon_0}{e} U \frac{1}{x^2 + h^2} + \frac{\epsilon_0}{\mu e} \frac{vx}{x^2 + h^2} \quad (2.1-1)$$

Die Herleitung von Gleichung (2.1-1) ist im Anhang 8.1 beschrieben. ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante ($8,854 \cdot 10^{-12} \text{ AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$), e die Elementarladung ($1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$), U die Spannung der Ionenquelle (hier: Hochspannungsleitung), μ die elektrische Mobilität der Ionen, x die horizontale Entfernung zwischen der Ionenquelle und dem Ort der Messung, und h die Höhe der Ionenquelle über dem Erdboden (wichtig: h ist NICHT eine beliebige Vertikaldistanz relativ zur Ionenquelle. Denn die Spannung U bezieht sich auf die Potentialdifferenz zwischen Quelle und Boden. n ist deshalb die Ionenkonzentration über dem Boden, nicht in beliebiger Höhe). v ist die Geschwindigkeit, mit welcher sich die Luft von der Ionenquelle wegbewegt; speziell im Fall einer Hochspannungsleitung ist v damit die Komponente der Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur Leitung.

Gleichung (2.1-1) wurde unter Annahme einer rein unipolaren Ionenwolke hergeleitet, in der Praxis stellt der erhaltene Wert n damit einen maximal zulässigen Wert für die Netto-Ionenkonzentration dar. Vier Bedingungen sollten der Theorie zufolge erfüllt sein, damit die gemessene Netto-Ionenkonzentration dem Maximalwert tatsächlich sehr nahekommt, siehe Anhang 8.1:

1. die Komponente des elektrischen Feldes in Bewegungsrichtung eines Ions ändert sich entlang des vom Ion zurückgelegten Weges nicht (diese Bedingung ist praktisch nicht erfüllbar: die elektrische Feldstärke nimmt mit zunehmender Entfernung von der Quelle ab),
2. die Ionen bewegen sich zwischen Quelle und Messort entlang einer Gerade,
3. die Ladungsdichte n am Messort sollte um Größenordnungen im Vergleich zur Ladungsdichte an der Quelle abgefallen sein, und
4. jegliche Verluste von Ionen, etwa durch Anlagerung an Partikel, durch Abbau am entgegengesetzt polarisierten Leiter (bei bipolaren Gleichstromleitungen) oder im jeweils anderen Halbzyklus (bei Wechselstrom) oder durch turbulenten Luftaustausch, sind vernachlässigbar (gegenseitige Neutralisierung positiver und negativer Ionen hingegen würde die Nettokonzentration nicht verändern).

Bedingungen 2-4 sind für Gleichspannungsleitungen, und hier vor allem für monopolare Leitungen, in vielen praktischen Fällen in sehr guter Näherung erfüllt. Im Fall von Wechselstromleitungen sind Bedingungen 2 und 4 nicht erfüllt - durch den Wechsel der Polarität des elektrischen Feldes entsteht eine oszillierende Bewegungskomponente, d.h. die tatsächlich durch die Ionen zurückgelegte Strecke ist deutlich länger als eine Gerade, und ein Großteil der in einem Halbzyklus entstandenen Ionen wird im jeweils anderen Halbzyklus wieder vernichtet. Auch bei bipolaren Gleichspannungsleitungen wird ein Teil der an einer Leitung emittierten Ionen an der Leitung mit der entgegengesetzten Polarität abgebaut. D.h. man würde erwarten, dass die zulässigen Maximalwerte laut Gleichung (2.1-1) für n an Wechselspannungsleitungen eher deutlich unterschritten werden, an Gleichspannungsleitungen, vor allem an monopolaren Leitungen, jedoch durchaus erreicht werden können. Deshalb konzentriert sich die Validierung von Gleichung (2.1-1) in diesem Report auf Gleichspannungsleitungen. Im Abschnitt 2.2.4 erfolgte eine Betrachtung von Wechselspannungs-Messungen; diese bestätigt das oben Gesagte.

Gleichung (2.1-1) besteht aus einem Spannungsterm (der erste Summand, welcher die Spannung U enthält), und einem Windterm (der zweite Summand, welcher die Windgeschwindigkeit v enthält). Letzterer Term ist im Fall $v=0$ (Windstille, oder theoretisch auch bei Windrichtung exakt parallel zur Leitung) gleich Null (dasselbe gilt im Fall $x=0$: direkt unter der Leitung hängt der Maximalwert nicht von v ab. Dies erscheint unrealistisch und ist auf eine vereinfachende Annahme bei der Herleitung der Gleichung zurückzuführen, siehe dazu Anhang 8.1). Wenn die in einer gegebenen Entfernung x gemessenen Maxima (oder 95%-Perzentile) der Ionenkonzentration den Spannungsterm unterschreiten, sind die Messwerte somit in jedem Fall mit Gleichung (2.1-1) kompatibel, unabhängig davon, wie hoch die Windgeschwindigkeit im Moment des Erreichens dieser Maxima tatsächlich war (wenn man ausschließt, dass diese maximalen Ionenkonzentrationen in einem Moment auftraten, in welchem die Messstation windaufwärts der Leitung lag); in den Analysen in diesem Report wird davon mehrfach Gebrauch gemacht.

Bei größeren Entfernungen x ist die Höhe h klein gegenüber x . Bei höheren Windgeschwindigkeiten v kann zudem der Spannungsterm gegenüber dem Windterm vernachlässigt werden. Damit vereinfacht sich Gleichung (2.1-1) zu

$$n \leq \frac{\varepsilon_0 v}{\mu e x} = \frac{\varepsilon_0}{\mu e} \frac{1}{t} \quad (2.1-2)$$

Diese Näherung gilt somit dann, wenn die Ausbreitung der Ionenwolke in x -Richtung praktisch komplett durch den Wind getrieben wird. t ist die Zeit, in welcher eine sich mit der Windgeschwindigkeit v bewegend Luftmasse die Strecke von der Ionenquelle zum Messort zurücklegt. Die Näherung ist somit komplett unabhängig von Stromleitungs-spezifischen Parametern.

Ein wichtiger Aspekt von Näherung (2.1-2) besteht darin, dass dort, wo diese Näherung anwendbar ist (also weiter entfernt von der Leitung und bei nicht zu niedriger Windgeschwindigkeit) der Wert für das Produkt nt ein Maximum nicht überschreiten kann; das Maximum von etwa $4 \cdot 10^{11} \text{ s/m}^3$ ist unabhängig von der Leitungsspannung, der Entfernung zur Leitung oder der Windgeschwindigkeit (es besteht lediglich eine Abhängigkeit von der Ionenmobilität μ ; für negative Cluster-Ionen ist diese etwas höher als für positive Cluster-Ionen, der Maximalwert für nt ist somit für negative Cluster-Ionen etwas niedriger). Das Produkt nt besitzt Bedeutung für die Abschätzung der Aufnahme von Ladungen durch Partikel, siehe Abschnitt 3.2.

Gleichung (2.1-1) wurde unter Annahme einer rein unipolaren Ionenwolke hergeleitet. In der Praxis sollte diese Gleichung somit einen zulässigen Maximalwert für die Netto-Ionenkonzentration liefern, während die Brutto-Ionenkonzentration (die Summe aus der Konzentration positiver und negativer Ionen) beliebig darüber liegen kann. Beim Großteil der in den Abschnitten 2.2 und 2.3 diskutierten Studien wurde nur die Brutto-Konzentration der dominierenden Ionen gemessen und publiziert (in einigen Fällen wurden Perzentilen der Brutto-Konzentration beider Polaritäten publiziert, diese koinzidieren aber nicht zwingend, d.h. man kann die Netto-Konzentration nicht einfach aus der Differenz beider Größen ableiten). In diesem Fall konnte der sich aus Gleichung (2.1-1) bzw., sofern anwendbar, Näherung (2.1-2) ergebende Wert nur mit der Brutto-Konzentration verglichen werden. Dies ist jedoch unkritisch: Dann, wenn maximale Brutto-Konzentrationen windabwärts von Hochspannungsleitungen auftreten, dominiert in der Regel die Konzentration von Ionen der einen Polarität deutlich über die Konzentration der Ionen der anderen Polarität, d.h. die Brutto-Konzentration liegt nicht wesentlich über der Netto-Konzentration. Unabhängig davon wird die Gültigkeit der Maximalwerte laut Gleichung (2.1-1) bzw., sofern anwendbar, Näherung (2.1-2) offensichtlich bestätigt, sofern diese sogar durch die Brutto-Ionenkonzentration unterschritten werden.

2.1.3 Windausbreitung einer unipolaren Ionenwolke

Näherung (2.1-2) gilt dann, wenn die Bewegung der Ionenwolke praktisch ausschließlich vom Wind bestimmt wird. Die Dichte n der Ionenwolke kann in diesem Fall auch durch folgenden Ansatz beschrieben werden (JONES & HUTCHINSON 1976; JONES & JENNINGS 1977):

$$n = \frac{1}{eA} q = \frac{1}{eA} q_0 e^{-\gamma x} = \frac{1}{eA} q_0 e^{-\gamma vt} \quad (2.1-3)$$

e ist die Elementarladung ($1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$). A ist die Querschnittsfläche (quer zur Bewegungsrichtung, Einheit m^2) der Ionenwolke im Abstand x von der Ionenquelle. v ist die Geschwindigkeit, mit welcher sich die Ionenwolke von der Quelle entfernt, und t entsprechend die Zeit, welche die Ionen zum Zurücklegen der Strecke x benötigen. q ist die Ladung der Ionenwolke pro Einheitslänge (Einheit As/m), d.h. die Ladungen innerhalb eines Segments der Ionenwolke mit Dicke dx , dividiert durch ebendiese Dicke. Die reine Querschnittsverbreiterung der Ionenwolke quer zur Bewegungsrichtung lässt q unverändert (solange nicht der Erdboden erreicht wird; zur mathematischen Beschreibung soll hier angenommen werden, dass sich der Querschnitt beliebig ausweiten kann). D.h. q bliebe stets identisch zu q_0 , der Ladungsdichte pro Einheitslänge an der Quelle (dies gilt strikt nur dann, wenn die Anzahl Ionen in der Hintergrundluft, welche bei Ausbreitung der Ionenwolke in selbige aufgenommen werden, gegenüber der Konzentration der emittierten Ionen vernachlässigbar ist. Dies soll im Folgenden angenommen werden). Hier soll jedoch

zusätzlich angenommen werden, dass es entlang des Weges durch Wechselwirkung mit Partikeln zu einem exponentiellen Abfall von q kommen kann, der Abfall wird durch den Exponenten γ beschrieben.

Im Fall einer Stromleitung kann die Ionenwolke stattdessen auch als flächig, emittiert von einer sich entlang der Leitung erstreckenden unendlich langen Quelle, beschrieben werden: in dem Fall wäre A der vertikale Querschnitt der Ionenwolke (Einheit m) im Abstand x von der Leitung, und q die Ladung pro Einheitsfläche (Einheit As/m²). dx , die „Dicke“ des Segments der Ionenwolke, hätte dann die Einheit m². Die weitere Vorgehensweise ist dieselbe.

Der Querschnitt A einer ausschließlich vom Wind verdrifteten Ionenwolke kann durch folgenden Ansatz beschrieben werden (JONES & HUTCHINSON 1976; JONES & JENNINGS 1977):

$$A = A_0 + \frac{\mu q_0}{\varepsilon_0} t \quad (2.1-4)$$

Der Querschnitt A nimmt demnach mit wachsender Zeit t linear zu (hier muss q_0 statt q genutzt werden: Haupt-Abbauprozess für Ionen ist in der Regel die Anlagerung der Ionen an Partikel. Dabei bleiben die Netto-Ladungen allerdings erhalten, und deren abstoßende Kräfte tragen damit auch weiterhin zur Querschnittsvergrößerung der Ionenwolke bei).

Eine, wie hier angenommen, rein durch den Wind vorwärtsgetriebene Ionenwolke würde sich symmetrisch nach oben und unten ausbreiten. Die Ausbreitung nach unten ist offensichtlich durch den Erdboden begrenzt, in dem Moment, wo dieser erreicht wird, kommt es also zu Bodenverlusten. Diese sollen hier einfach durch die Annahme beschrieben werden, dass der Erdboden nicht vorhanden und somit eine unbegrenzte Ausbreitung nach unten möglich ist (der Ionenverlust am Boden entspricht dann der Anzahl Ionen, welche sich rechnerisch unter der Erdoberfläche befinden). Aus praktischen Gründen soll im Folgenden angenommen werden, dass es sich bei A (und A_0) nur um den halben Querschnitt handelt, von der Höhe der Leitung bis zur unteren Begrenzung der Ionenwolke (letzte ist ggf. hypothetisch, wenn in der Praxis der Erdboden erreicht wurde). Dafür muss nur die Definition von q_0 entsprechend angepasst werden.

Eine Quantifizierung von A erfordert eine Kenntnis von q_0 . Im Prinzip lässt sich q_0 aus den Ergebnissen von Studien ableiten, in welchen der Korona-Verlust P_c bzw. I_c gemessen wurde (P_c ist die Verlustleistung, I_c der Verluststrom, typische Einheiten sind Watt bzw. Mikroampere pro Meter Leitungslänge. Beide Größen stehen über $P_c = UI_c$ miteinander in Beziehung, mit U der Leitungsspannung). Als ein Beispiel für Werte für P_c seien hier drei Studien genannt:

- JOHNSON (1983) bestimmte den Koronaverlust an einer bipolaren 400-kV-Gleichspannungs-Testleitung auf dem vom Electric Power Research Institute (EPRI) betriebenen High Voltage Transmission Research Center (HVTRC) in Lenox, Massachusetts, USA. Die Messungen erfolgten über 6 Monate an einem 162 Meter langen Leitungsabschnitt bei verschiedenen Leitungshöhen (11 und 15 m) und horizontalen Leitungsabständen (*pole spacing*, 9, 12 und 15 Meter); vor allem letztere Größe beeinflusste den Koronaverlust deutlich (je geringer der Abstand, umso höher der Verlust). Die Verluste lagen im Mittel zwischen 0,8 W/m (Schönwetter, große Leitungsabstände) und 10 W/m (Regen, geringe Leitungsabstände), dies entspricht 2 bzw. 24 μ A/m.
- YU et al. (2019) maßen den Koronaverlust an einer sich in 2.100 m Höhe befindlichen bipolaren 800-kV-Gleichspannungs-Testleitung (also eine doppelt so hohe Spannung) in China. Die Verluste (Mittelwerte über mehrere Monate, gemessen u.a. bei verschiedener Luftfeuchtigkeit und verschiedenen Abständen der individuellen Leiter im Leiterbündel, der positiv und negativ polarisierten Leiterbündel zueinander und von der Erdoberfläche) lagen zwischen 2,9 und 9,5 W/m bzw. 3,6 und 12 μ A/m. Dies ist eine geringere Spannweite der Werte als bei JOHNSON (1983). YU et al. (2019) publizierten allerdings nur die Mittelwerte als Funktion jeweils eines variablen Parameters, d.h. die Effekte aller übrigen variablen Parameter wurden jeweils ausgemittelt. JOHNSON (1983) hingegen publizierte Mittelwerte für verschiedene Sets variabler Parameter, deshalb ergaben sich hier bei manchen Parameterkombinationen noch extremere Werte.

An Wechselfeldspannungsleitungen ergeben sich wesentlich höhere Korona-Verluste. ABDEL-SALAM & ABDEL-AZIZ (1994) maßen zum Beispiel Verluste von 16 W/m bzw. 70 $\mu\text{A}/\text{m}$ an einer 240-kV-Leitung (dieselbe Arbeit untersucht vor allem Methoden zur Vorhersage des Korona-Verlusts an Wechselfeldspannungsleitungen und wird in dem Zusammenhang viel zitiert). Allerdings wird ein Großteil der dabei erzeugten Ionen offenbar im jeweils entgegengesetzten Halbzyklus direkt wieder vernichtet: die Konzentrationen von Ionen und geladenen Partikeln am Boden windabwärts von Wechselfeldspannungsleitungen sind um etwa eine Größenordnung geringer als windwärts von Gleichspannungsleitungen (siehe Abschnitt 3.3.5 für ein Beispiel).

Wenn man eine reine Windausbildung der Ionenwolke annimmt, lässt sich der Korona-Verluststrom I_c als $2q_0v$ darstellen; v ist die Windgeschwindigkeit, und q_0 die Ladung pro Einheitsfläche, Einheit As/m^2 . Der Faktor 2 ergibt sich, weil (wie oben dargestellt) q_0 sich nur auf die Ladungen beziehen soll, welche sich unterhalb der Höhe der Leitung befinden; da sich die Ionenwolke bei reiner Windausbildung symmetrisch ausbreitet, sollte dies gerade die Hälfte aller emittierten Ionen betreffen. A , der Querschnitt der Ionenwolke, hätte die Einheit Meter, und die Ionenwolke würde die Erdoberfläche in einer horizontalen Entfernung x_0 berühren, in welcher $A=h$ gilt, mit h der Höhe der Leitung über dem Boden. Unter der Annahme $A_0=0$, d.h. eines vernachlässigbaren Querschnitts der Ionenwolke an der Quelle, kann Gleichung (2.1-4) umgeschrieben werden zu

$$x_0 = \frac{A\varepsilon_0 v}{\mu q_0} = \frac{2h\varepsilon_0 v^2}{\mu I_c} \quad (2.1-5)$$

Für ein Zahlenbeispiel soll hier der Verluststrom von 12 $\mu\text{A}/\text{m}$ genutzt werden (der von YU et al. (2019) reportete Maximalwert); es soll angenommen werden, dass dieser Wert bei jeder beliebigen Windgeschwindigkeit erreicht werden kann (tatsächlich wächst der Korona-Verlust laut allen zitierten Studien mit wachsender Windgeschwindigkeit). Mit einer Ionenmobilität $\mu=1,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ (diese wäre typisch für negative Cluster-Ionen) und einer typischen Leitungshöhe h von 20 Metern ergeben sich rechnerisch eine Entfernung x_0 von nur 20 cm bei einer Windgeschwindigkeit $v=1 \text{ m/s}$, für $v=5 \text{ m/s}$ wären es 5 m und für $v=10 \text{ m/s}$ 19 m. Setzt man stattdessen einen niedrigen Verluststrom von 3,6 $\mu\text{A}/\text{m}$ ein (der von YU et al. (2019) reportete Minimalwert), liegt die Entfernung x_0 rechnerisch bei 60 cm, 15 m und 61 m für $v=1, 5$ und 10 m/s . Allerdings ignoriert diese Berechnung, dass der Spannungsterm von Gleichung (2.1-1) in Leitungsnähe nicht vernachlässigt werden kann; die Mehrzahl der emittierten Ionen bewegt sich aufgrund der elektrischen Felder auf eher direktem Weg zum Boden und trifft diesen zum Teil auch schon direkt unter der Leitung und sogar windaufwärts davon; nur ein kleiner Teil der Ionen gelangt in größere Entfernungen, in welchen die Ausbreitung der Ionenwolke tatsächlich in guter Näherung mit Gleichung (2.1-4) beschrieben werden kann, mit entsprechend einem niedrigeren Wert für q_0 , als er sich aus der Annahme $I_c=q_0v$ ergeben würde.

Unter der Annahme, dass A_0 , der Querschnitt der Ionenwolke an der Quelle, vernachlässigbar ist, ergibt die Kombination der Gleichungen (2.1-3) und (2.1-4)

$$n = \frac{\varepsilon_0}{e\mu} \frac{1}{t} e^{-\gamma vt} \quad (2.1-6)$$

Ist zudem auch der Exponent γ gleich Null, ist dies identisch zu Näherung (2.1-2). Dies entspricht den Erwartungen: Der allgemeine Maximalwert für die Ionenkonzentration n (2.1-1), und damit auch die Näherung (2.1-2) wurden unter der Annahme hergeleitet, dass die Ionen keinen Abbauprozessen unterliegen ($\gamma=0$) und dass der Querschnitt der Ionenquelle vernachlässigbar ist, d.h. die Ionendichte an der Quelle ist unendlich groß. Wäre dies nicht der Fall, würden sich niedrigere Maximalwerte für n nach einer festen Zeit t ergeben.

2.1.4 Modellstudien

Neben der im Abschnitt 2.1.2 vorgestellten simplen Analyse mittels Gleichung (2.1-1) bzw., sofern anwendbar, Näherung (2.1-2), kann die erwartete Ionenkonzentration auch mittels komplexerer Computermodelestudien ermittelt werden. Derartige Studien konzentrieren sich zumeist auf zwei andere

Größen: die elektrische Feldstärke E und die Ionenstromdichte J . Es existieren (von Land zu Land verschiedene) regulatorische Grenzwerte für diese Größen, welche durch die Leitungsplaner entsprechend eingehalten werden müssen. E , J und die Ionenkonzentration n hängen über die folgende Beziehung zusammen:

$$J = n\mu eE \quad (2.1-7)$$

e : ist die Elementarladung ($1,602 \cdot 10^{-19}$ As) und μ die Ionenmobilität. J ist eine Netto-Größe, bei n handelt es sich in diesem Fall somit ebenfalls um die Netto-Ionenkonzentration.

Gleichung (2.1-7) kann auch zur indirekten Messung der Netto-Ionenkonzentration genutzt werden: durch Messung von E und J und unter Annahme eines Wertes für μ . In einigen der in diesem Report diskutierten Studien erfolgte die Ermittlung auf diese Weise. Die Methode hat allerdings nur eine begrenzte Genauigkeit: in den Studien von CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) und SUDA & SUNAGA (1990a), siehe Abschnitt 2.3.9. und 2.3.11, erfolgten Vergleiche: die indirekt gemessenen Ionenkonzentrationen wichen teilweise um bis zu 50% von den direkt gemessenen Werten ab (die genaue Diskrepanz ist u.a. abhängig von der genauen Höhe der angenommenen Ionenmobilität μ).

Die Modelle zur Abschätzung von elektrischer Feldstärke E und Ionenstromdichte J sind entweder semi-empirischer Natur, d.h. sie enthalten einfache analytische Gleichungen, welche auf Anpassungen an Messdaten von realen Leitungen (in der Regel Testleitungen) beruhen und damit auch nur in unmittelbarer Leitungsnähe am Boden anwendbar sind: das Modell von JOHNSON (1990) wird im Abschnitt 2.3.10 diskutiert. Oder es handelt sich um physikalische Computermodelle, welche aufgrund der nichtlinearen Kopplung zwischen der Raumladung und dem elektrischen Feld nur numerisch gelöst werden können, entsprechenden Rechenaufwand benötigen und durchaus noch Entwicklungen unterliegen (siehe z.B. KIM et al. (2019) für den Vorschlag einer effizienten Methode). Der Einfluss der Raumladung, welche durch die Korona-Entladung produziert wird, auf die elektrische Feldstärke ist dabei hochsignifikant: der Review von MARUVADA (2012) zeigt, dass die nahe von Gleichspannungs-Testleitungen und auch kommerziellen HGÜ am Boden gemessenen elektrischen Feldstärken in einigen Fällen bis zu viermal so hoch waren wie im Raumladungs-freien Fall theoretisch erwartet. Dieser Review von MARUVADA (2012) präsentierte zudem einen umfassenden Vergleich der Ergebnisse verschiedener Messstudien mit den Ergebnissen von Modellrechnungen. Ein grundsätzliches Problem dieser Modellrechnungen ist, dass einige freie Parameter a priori nicht bekannt sind und somit ihrerseits aus den Ergebnissen der Messungen abgeleitet werden müssen (bzw. es werden typische Werte angenommen, welche an anderen Leitungen experimentell ermittelt wurden). Als wesentlichen derartigen freien Parameter präsentierte Review von MARUVADA (2012) den sogenannten Rauheits-Faktor der Leiteroberfläche (*conductor surface roughness factor*), dieser bestimmt die Stärke der Korona-Entladungen.

Die Ionenkonzentration ergibt sich, wie erwähnt, aus der elektrischen Feldstärke E und Ionenstromdichte J mittels Gleichung (2.1-7), offenbar wird sie jedoch häufig als wenig relevant betrachtet; die einschlägigen Studien geben in der Regel nur Werte für E und J wieder. Umfassende Modellstudien zu HGÜ erfolgten besonders in China; Beispiele für neuere einschlägige Studien sind ZHANG et al. (2007; 2015), LU et al. (2010), ZHOU et al. (2012b), ZHEN et al. (2012; 2015), MARUVADA (2014), WU, GAO & LIU (2015), TIAN, HUANG & TIAN (2016), YI et al. (2016; 2018), QIAO et al. (2016; 2017; 2018), LI & ZHAO (2019) und ZHU et al. (2019). Es existieren auch Studien zu sehr speziellen Situationen, etwa Hybride aus Gleich- und Wechselspannungsleitungen (ZHANG et al. 2013), die Kreuzung derartiger Leitungen (ZHOU et al. 2012c), die Kreuzung zweier HGÜ (XIAO et al. 2018; WANG et al. 2019), HGÜ-Isolatoren (ZHANG et al. 2018), HGÜ bei Nebel (WANG 2018), Metallgebäude nahe einer HGÜ (XIAO, ZHANG & LIU 2020), HGÜ im Hochgebirge (YA et al. 2019) oder eine Person unter einer HGÜ (LI et al. 2012), siehe unten. Auch die Abschirmung elektrischer Felder der Leitungen durch Bäume wurde in Modellen untersucht (ZHOU et al. 2018, hier allerdings an Wechselspannungsleitungen). Die Validierung erfolgte bei den genannten Studien, wenn überhaupt, nur in maßstäblichen Laborexperimenten mit niedrigerer Spannung und Abmessungen im Meterbereich. Ein interessantes Beispiel für den Vergleich von Modellergebnissen mit Messwerten an einer realen HGÜ (konkret der Shiobara HVDC Test Line in Japan, welche während der Experimente mit 750 kV

wahlweise mono- oder bipolar betrieben wurde) ist die Modellstudie von SUDA & SUNAGA (1995), siehe Abschnitt 2.3.11.

Die Modellstudie von LI et al. (2012) modellierte das Verhalten von elektrischer Feldstärke und Ionenstromdichte unter einer bipolaren 800-kV-Gleichstromleitung für den Fall, dass sich eine Person direkt unter einem der beiden Leiterseile der in 18 Metern Höhe angenommenen Leitung befindet (das Modell wurde in einem maßstäblichen Laborexperiment validiert). Rund um die Person ergab sich eine Verstärkung um etwa den Faktor 12 sowohl für das elektrische Feld (von etwa 34-35 auf etwa 420-435 kV/m, der jeweils erste Wert bezieht sich auf einen Standort der Person unter dem positiven Leiter, der zweite auf einen Standort unter dem negativen Leiter) als auch die Ionenstromdichte (von etwa 77-95 auf etwa 900-1.100 nA/m). Die Modellstudie von LI et al. (2012) bildet damit ein gutes Beispiel für die signifikanten Variationen, welchen diese Größen unter Umständen unterliegen können und welche Komplexitäten somit ggf. durch die Modelle, aber auch bei Messungen an realen Leitungen berücksichtigt werden müssen. Auch hier kann mittels Gleichung (2.1-7) die Ionenkonzentration direkt unter der Leitung berechnet werden, diese wird durch die Präsenz einer Person jedoch vergleichsweise wenig beeinflusst (d.h. die Verstärkung der Ionenstromdichte um etwa den Faktor 12 beruht ausschließlich auf der Erhöhung des elektrischen Felds um etwa denselben Faktor); ohne Person ergaben sich $10,3-9,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$, mit Person etwa 10% weniger. Diese Werte können schließlich mit dem Maximalwert laut Gleichung (2.1-1) verglichen werden: sie lagen bei weniger als 75% davon und sind also mit Gleichung (2.1-1) kompatibel.

2.2 Auswertung einer Messkampagne in New Hampshire

2.2.1 Beschreibung der HGÜ sowie der Messstationen

Einen Schwerpunkt dieses Kapitels bildet die Auswertung der umfangreichen Messdaten einer mehrjährigen Messkampagne an einer Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragungsleitung (HGÜ) in New Hampshire, USA. Diese Daten wurden nach gegenwärtigem Kenntnisstand bisher nicht in einer wissenschaftlichen Publikation verarbeitet.

Die HGÜ, mit einer Nennspannung zwischen 400 und 500 kV, wurde parallel zu bereits vorhandenen Wechselspannungsleitungen errichtet und im Jahr 1990 in Betrieb genommen. Der Betreiber, New England Hydro Transmission Corporation (NEH), wurde durch die New Hampshire Public Utilities Commission verpflichtet, vor und nach Inbetriebnahme detaillierte und umfassende Messungen von Innenkonzentrationen in der Luft sowie von statischen elektrischen und magnetischen Feldern im Umfeld der Leitung vorzunehmen. Mit der Durchführung wurde T. Dan Bracken, Inc., Portland, Oregon beauftragt; die Ergebnisse wurden in vier jährlichen Reporten zusammengefasst. Im Ersten Jahr (Dezember 1988 - Dezember 1989) war die HGÜ noch nicht in Betrieb, sehr wohl jedoch die parallel verlaufenden Wechselstromleitungen. Auch in den drei Folgejahren 1990, 1991 und 1992 fanden sowohl Messungen bei aktiver HGÜ und inaktiver HGÜ statt. Die Messungen unter ausschließlichem Einfluss von Wechselstromleitungen, für den Kompletzeitraum Dezember 1988 bis November 1992, wurden mehr als ein Jahrzehnt später in einer wissenschaftlichen Publikation zusammengefasst (BRACKEN, SENIOR & BAILEY 2005), die Messungen bei aktiver HGÜ hingegen bislang nicht.

Die etwa 200 km lange HGÜ verläuft in Nord-Süd-Richtung durch New Hampshire. Sie besteht aus zwei parallelen Leiterseilen. Das Leiterseil auf der Ostseite trägt die positive und das Leiterseil auf der Westseite die negative Spannung. Zeitweilig war allerdings nur eines der beiden Leiterseile in Betrieb. Die Messungen, welche bei unter Spannung liegender HGÜ erfolgten, wurden entsprechend nochmals in Messungen bei positiv monopolar, negativ monopolar und bipolarem Betriebszustand unterteilt. Die Betriebsspannungen jedes Leiterseils lagen dabei zwischen 400 und 500 kV, der genaue Wert ist nicht bekannt.

Tabelle 2.2-1 stellt die Abstände der Messstation zur HGÜ dar. Entlang der HGÜ wurden zwei Standorte für Messstationen ausgewählt. An jedem der beiden Standorte wurden jeweils vier Stationen eingerichtet, welche sich auf einer rechtwinklig zur HGÜ verlaufenden Linie befanden: je zwei Stationen auf der Ost- und Westseite der HGÜ, davon jeweils eine nahe der HGÜ (NEAR), die andere weiter entfernt (FAR). Die Entfernungen der 8 Stationen von der HGÜ sowie der nächstgelegenen Wechselstromleitung (AC) in

Metern sind in Tabelle 2.2-1 angegeben: negative Werte bei der Entfernung zur AC-Leitung bedeuten, dass sich die Station zwischen HGÜ und AC-Leitung befand.

Anm.: In den Originalpublikationen wurden die Entfernungen in Fuß angegeben, in Tabelle 2.2-1 erfolgte die Darstellung in Metern.

Tabelle 2.2-1: New Hampshire: Entfernung der Messstationen zu den Leitungen

Station	Entfernung (m) von HGÜ- Zentrallinie	Entfernung (m) vom positiven Leiterseil	Entfernung (m) vom negativen Leiterseil	Entfernung (m) von der nächsten AC- Leitung
North West FAR	52	59	45	24
North West NEAR	11	18	4	-17
North East NEAR	11	4	18	-17
North East FAR	47	40	53	19
South West FAR	50	55	46	24
South West NEAR	9	13	4	-17
South East NEAR	9	4	13	34
South East FAR	29	24	34	55

Hier eine Kurzbeschreibung der Mess-Standorte:

- North Site: Der Standort befand sich in einem ausgedehnten Weidegelände. Die beiden parallel verlaufenden Leiterseile der HGÜ befinden sich jeweils 7 Meter (22,5 Fuß) von der Zentrallinie der HGÜ entfernt. Zudem wird die HGÜ auf beiden Seiten von parallel verlaufenden 230-kV-Wechselspannungsleitungen begleitet; die Entfernung zur Zentrallinie der HGÜ beträgt jeweils 28 Meter (91,5 Fuß), die beiden NEAR-Stationen befinden sich deshalb zwischen der HGÜ und der Wechselspannungsleitung (daher die negativen Entfernungen in Tabelle 2.2-1). Die Höhe der HGÜ über dem Boden beträgt etwa 17 Meter (56 Fuß), die Höhe der 230-kV-Wechselstromleitung 8,5-11 m.

Anm.: Die Höhen wurden in der Beschreibung der Mess-Standorte in den Jahresreporten nicht erwähnt. Die Höhe (clearance) der HGÜ findet sich lediglich in der Zusammenfassung des kompletten Projekts (BRACKEN 1993: Seite 107 Tabelle 11.2). Die Höhen der Wechselstromleitungen wurden BRACKEN, SENIOR & BAILEY (2005) entnommen, sie wurden auch dort bereits in Metern angegeben.

- South Site: Der Standort befand sich in einem unentwickelten Abschnitt eines Gewerbegebiets. Die beiden Leiterseile der HGÜ befinden sich nur jeweils 5 Meter (15,5 Fuß) von der Zentrallinie der HGÜ entfernt. Hier wird die HGÜ nur auf der Westseite von Wechselspannungsleitungen begleitet: Zunächst eine 345-kV-Leitung in 26 Meter (85 Fuß) Entfernung zur Zentrallinie der HGÜ, und anschließend eine 13,2-kV-Leitung 18 Meter (60 Fuß) entfernt von der 345-kV-Leitung. Die Höhe der HGÜ über dem Boden beträgt etwa 16 Meter (54 Fuß), die Höhe der 345-kV-Wechselstromleitung 12-15 m.

Anm.: In der Lageskizze im ersten Jahresreport (BRACKEN 1990) wird die 345-kV-Leitung fälschlicherweise als 230-kV-Leitung bezeichnet; in der Textbeschreibung und in den Skizzen aller späteren Reporte ist die Nennspannung korrekt angegeben.

2.2.2 Methodik

Für die hier durchzuführende Analyse sind zwei Messwerte relevant:

- Konzentration der Cluster-Ionen bzw. Kleinen Ionen (*small ions*, so im Original bezeichnet).
- Komponente der Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur HGÜ.

Im Folgenden sollen diese Größen zur Vereinfachung einfach als Ionenkonzentrationen und Windgeschwindigkeit bezeichnet werden.

An den FAR-Stationen erfolgte die Bestimmung der Ionenkonzentration für beide Polaritäten sowohl bei aktiver als auch bei inaktiver HGÜ. Die Messung erfolgte mittels einer Kondensatorkammer (Gerdien-Röhre). Die Außenluft wird in die Kammer gesaugt, in welcher eine bekannte Spannung anliegt. Der resultierende Stromfluss ist proportional zur Leitfähigkeit der Luft, sofern die angelegte Spannung eher niedrig ist (hier 35 Volt). Bei hohen Spannungen wäre der Stromfluss direkt proportional zur Ionenanzahl in der Kammer, d.h. die Kammer würde als Ionenzähler wirken. Der Hauptvorteil der Leitfähigkeitsmessung im Vergleich zur Ionenzahlmessung ist die Unempfindlichkeit der Messung gegenüber Variationen der Geschwindigkeit, mit welcher die Luft durch die Kammer gesaugt wird; derartige Variationen sind bei Messungen im Freien bei wechselnden Winden unvermeidbar. Der einzige signifikante Nachteil besteht darin, dass die Ionenmobilität in die Berechnung eingeht und eine fehlerhafte Annahme hinsichtlich des Werts entsprechend auch zu fehlerhaften Ionenkonzentrationen führen würde: hier wurden Mobilitäten von $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ für positive und $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ für negative Ionen angenommen. Die Messung erfolgte in Zyklen von 15 Minuten: jeweils 5 Minuten entfielen auf die Messung positiver und negativer Ionenkonzentrationen, während der übrigen 5 Minuten erfolgte die Messung ohne angelegte Spannung (zu Korrekturzwecken).

An den NEAR-Stationen erfolgten Ermittlungen der Ionenkonzentration nur bei aktiver HGÜ, und mittels einer anderen Messmethode als an den FAR-Stationen: es erfolgten simultane Messung der Ionenstromdichte und des elektrischen Feldes. Die Ionenkonzentration ist proportional zum Quotienten beider Größen, siehe Gleichung (2.1-7), wobei auch hier die Ionenmobilität μ in den Proportionalitätsfaktor eingeht und somit bekannt sein muss. Die sich ergebende Ionenkonzentration ist hier die Netto-Konzentration, somit liegen nur Werte für die dominierende Polarität vor: Wenn sich die Leitung im bipolaren Betriebszustand befand, ergab sich auf der Ostseite (auf welcher das positive Leiterseil verläuft) eine positive und auf der Westseite eine negative Netto-Konzentration. Befand sich die Leitung hingegen im monopolen Betriebszustand, maßen die NEAR-Stationen auf beiden Seiten entweder eine positive oder eine negative Netto-Ionenkonzentrationen, je nach Polarität der Leitung. In jedem Fall erfolgte die Mittelung über 15 Minuten.

Sowohl an den NEAR- als auch an den FAR-Stationen wurden aus den 15-Minuten-Mitteln wiederum 5%-, 50%- und 95%-Perzentilen sowie Mittelwert und Standardabweichung ermittelt. Dies geschah separat für alle vier möglichen Betriebszustände der HGÜ: positiv monopolar, negativ monopolar, bipolar und inaktiv (in letzterem Fall erfolgten Messungen nur an den FAR-Stationen). Berücksichtigt wurden nur Fälle, bei welchen sich der Betriebszustand innerhalb der 15 Messminuten sowie von je 5 Minuten davor oder danach nicht veränderte.

Von den an den FAR-Stationen gemessenen Daten (15-Minuten-Mittel) entfielen im Jahr 1989 (zuzüglich der Messungen im Dezember 1988) 100% auf Messungen bei inaktiver HGÜ. 1990, im Jahr der Erstinbetriebnahme der HGÜ, waren es noch 91%, 1991 63% und 1992 immer noch 48%. Entsprechend erfolgte für den Betriebszustand inaktive HGÜ eine Ermittlung von Perzentilen und Mittelwerten für jedes Quartal des jeweiligen Reportjahres. Für die drei Betriebszustände mit aktiver HGÜ hingegen erfolgte eine Ermittlung lediglich für das komplette Reportjahr. Bei separater Betrachtung der Messungen bei aktiver HGÜ verteilen sich die Daten wie folgt: 1990 entfielen 19% auf Messungen im monopolar positiven, 37% im monopolar negativen und 44% im bipolaren Zustand. 1991 lagen die Anteile bei 13%, 26% und 61%, 1992 bei 9%, 4% und 87%.

Die Ermittlung der Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur HGÜ erfolgte nur an den FAR-Stationen, auf der Basis separater Messungen von Windgeschwindigkeit und Windrichtung. Für die Analyse wird im Folgenden angenommen, dass die Windgeschwindigkeit an den NEAR- und FAR-Stationen derselben Seite (Ost oder West) identisch war. Auch für die Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur HGÜ wurden 15-Minuten-

Mittelwerte bestimmt. Negative Werte entsprechen dabei Winden aus Richtung Westen und positive Werte Winden aus Richtung Osten. Wie bei den Ionenkonzentrationen wurden 5%-, 50%- und 95%-Perzentile, Mittelwerte und Standardabweichungen bestimmt und publiziert, die 5%-Perzentile sind nun allerdings negativ, d.h. der Betrag der 5%-Perzentile ist ein Maß für die maximale Windgeschwindigkeit bei Westwind, während die 95%-Perzentile entsprechend die Maxima bei Ostwind darstellen. Relevant für die hier durchgeführte Analyse sind allerdings ohnehin nur die Maximalgeschwindigkeiten, d.h. die 95%-Perzentile der Windgeschwindigkeit in Richtung Messstation. Östlich der Leitung entsprechen diese den 5%-Perzentilen aus den Originalreporten, multipliziert mit -1, westlich der Leitung entsprechen sie den 95%-Perzentilen aus den Originalreporten.

Zudem erfolgte die Ermittlung weiterer Werte, welche für die hier vorgenommene Analyse der Ionenkonzentrationen jedoch nicht relevant sind; es wurden nur Mittel- und Extremwerte publiziert, aus den Daten kann keine Beziehung zur Variation der Ionenkonzentrationen abgeleitet werden. Hierzu gehören das statische elektrische und magnetische Feld, Windgeschwindigkeit und -Richtung, Lufttemperatur, relative Luftfeuchte, Sonnenstrahlung, Niederschlagsmenge und Aerosolkonzentration (letztere nur im ersten Jahr, BRACKEN 1990). Die 95%-Perzentile der elektrischen Feldstärke sind, zusammen mit den 95%-Perzentilen von Windgeschwindigkeit und Ionenkonzentration, in den Datentabellen in den Abschnitten 9.1.1 und 9.1.2 gelistet.

2.2.3 Ergebnisse der Messungen bei aktiver HGÜ

In dieser Analyse sollen speziell die gemessenen maximalen Ionenkonzentrationen (genauer die 95%-Perzentile betrachtet werden, da diese mit der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) verglichen werden können. In den Original-Reporten sind auch die 5%-Perzentile (d.h. praktisch die Minimalwerte) und 50%-Perzentile (Medianwerte) gelistet. Die Medianwerte betrugen in einigen Fällen nur 1%, in anderen Fällen bis zu 60% der 95%-Perzentile für dieselbe Station, denselben Betriebszustand der Leitung und dasselbe Jahr (im Mittel lagen die Medianwerte bei etwa 20% der zugehörigen 95%-Perzentile). Diese hohen Unterschiede sind auf die genaue Windverteilung zurückzuführen: wenn sich die Station zum Beispiel überwiegend windaufwärts der Leitung befand, ergeben sich sehr niedrige Medianwerte, aber ggf. trotzdem hohe 95%-Perzentile; diese werden dann erreicht, wenn die Station windabwärts liegt.

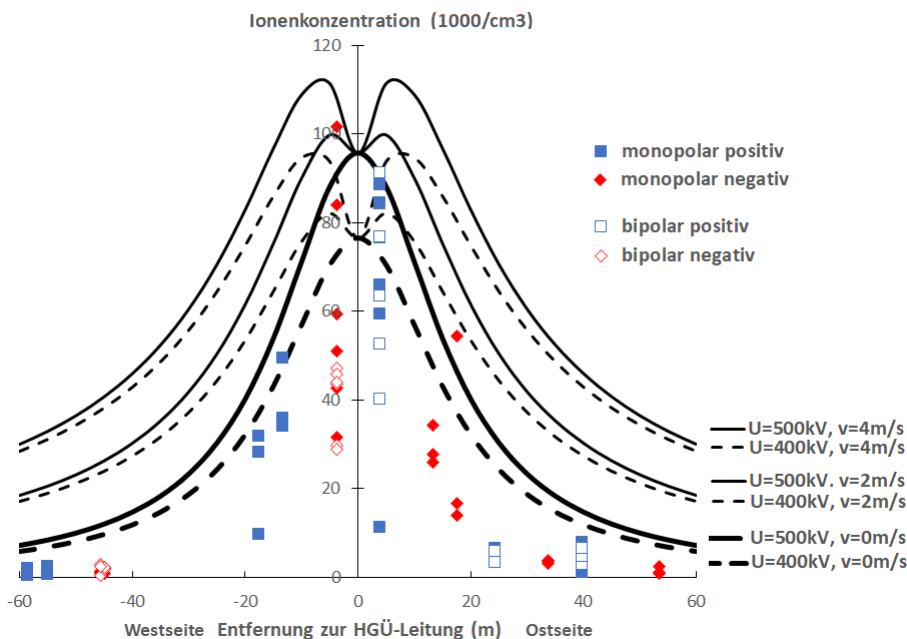


Abbildung 2.2-1: New Hampshire; 95%-Perzentile der Ionenkonzentrationen bei aktiver HGÜ. Messwerte (Symbole) und theoretische Maximalwerte (Linien).

Abbildung 2.2-1 zeigt die im jeweiligen Jahr gemessenen maximalen Ionenkonzentrationen (95%-Perzentile) bei aktiver HGÜ als Funktion der Entfernung zum nächsten Leiterseil der jeweiligen Polarität. Die Datenpunkte beziehen sich auf jeweils ein Jahr und auf einen bestimmten Betriebszustand der HGÜ:

monopolar positiv (volle blaue Quadrate), monopolar negativ (volle rote Karos) oder bipolar (offene Symbole); im bipolaren Betrieb dominierten positive Ionen auf der Ostseite (offene blaue Quadrate) und negative Ionen auf der Westseite (offene rote Karos). Die Linien stellen die theoretisch erwarteten Maximalwerte nach Gleichung (2.1-1) dar (für die verwendeten Parameter siehe unten). Die Messungen bei aktiver HGÜ-Leitung erstreckten sich über insgesamt 3 Jahre, pro Betriebszustand und Station existieren also jeweils drei Datenpunkte (einer pro Jahr). Der auf der Abszissenachse dargestellte Abstand bezieht sich auf die Distanz zum nächsten Leiterseil der jeweiligen Polarität, siehe Tabelle 2.2-1.

An den NEAR-Stationen wurden Netto-Ionenkonzentrationen gemessen: bei monopolar positiv oder negativem Betrieb ergaben sich somit sowohl auf der Ost- und der Westseite entweder positive oder negative Netto-Konzentrationen, bei bipolarem Betrieb hingegen ergeben sich auf der Ostseite positive Netto-Konzentrationen, auf der Westseite negative (das entsprechend polarisierte Leiterseil der HGÜ verlief auf der jeweiligen Seite). An den FAR-Stationen wurden stets die Brutto-Konzentrationen der Ionen beider Polarität vermessen. Mit den Maximalwerten der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a), welche formal für die Netto-Konzentration gelten, können aber nur die Ionenkonzentrationen der dominierenden Polarität sinnvoll verglichen werden. Deshalb, und zwecks besserer Übersicht, sind in Abbildung 2.2-1 auch für die FAR-Stationen nur die Konzentrationen der Ionen mit der jeweils dominierenden Polarität dargestellt (d.h. bei monopolar positivem bzw. negativem Betrieb nur die Konzentration positiver bzw. negativer Ionen, bei bipolarem Betrieb die Konzentration positiver Ionen auf der Ost- und die Konzentration negativer Ionen auf der Westseite). Das 95%-Perzentil der Konzentration der entgegengesetzt polarisierten Ionen lag stets typischerweise eine Größenordnung unter dem 95%-Perzentil der dominierenden Ionen. Der Unterschied zwischen Brutto- und Nettokonzentrationen ist somit nicht dramatisch, deshalb soll im Folgenden einfach von Ionenkonzentrationen die Rede sein.

Die gemessenen 95%-Perzentile variieren von Jahr zu Jahr durchaus signifikant. Im unmittelbaren Nahbereich ist keine Dominanz einer der beiden Polaritäten offensichtlich. Bei den im Abstand von etwa 13-17 Metern beiderseits der Leitung gelegenen Stationen zeichnen sich jedoch tendenziell höhere Spitzenwerte für positive Ionen ab. Beim Abstand von etwa -4 m (d.h. auf der Seite, auf welcher der negative Leiter verläuft) ergaben sich für die hier gemessenen Konzentrationen negativer Ionen tendenziell höhere maximale Ionenkonzentrationen im monopolen Betrieb als im bipolaren Betrieb. Dies gilt für beide Stationen in dieser Entfernung (North West NEAR und South West NEAR), und dies entspricht auch den Erwartungen: Im bipolaren Betrieb sollte ein Teil der an einem Leiter emittierten Ionen in Richtung des entgegengesetzt polarisierten Leiters gezogen und neutralisiert werden. Auf der Ostseite, auf welcher der positive Leiter verläuft, zeichnet sich jedoch keine deutliche Diskrepanz zwischen den Konzentrationen positiver Ionen bei monopolem und bipolarem Betrieb ab, obwohl man dies hier auch erwarten würde.

Ebenfalls in Abbildung 2.2-1 gezeigt sind die erwarteten Maximalwerte der Ionenkonzentration entsprechend Gleichung (2.1-1). Die dargestellten Linien beruhen auf der Annahme einer Höhe h von 17 m (dies entspricht der Höhe der HGÜ-Leitung an der North Site) und einer Ionenmobilität μ von $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (dem durch die Autoren angenommenen Wert für negative Cluster-Ionen). Eine Verwendung der Werte $h=16 \text{ m}$ (Höhe an der South Site) und $\mu = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (positive Cluster-Ionen) hätte zu geringfügig höheren Werten geführt (in den Datentabellen im Abschnitt 9.1.1 erfolgt eine Untersuchung der Kompatibilität der Messwerte mit Gleichung (2.1-1) auf Basis der für jeden Datenpunkt zutreffenden Parameter). Wesentlich stärker ist der Einfluss der Spannung der HGÜ: diese lag zwischen 400 und 500 kV; der Wert, welcher tatsächlich im Moment des Überschreitens der 95%-Perzentile der jeweiligen Ionenkonzentration herrschte, ist unbekannt. Deshalb erfolgte die Berechnung einmal für eine Spannung von 400 kV (gestrichelte Linien) und einmal von 500 kV (volle Linien).

Die Maximalwerte der Ionenkonzentration entsprechend Gleichung (2.1-1) hängen auch von der Windgeschwindigkeit v : ab: je höher v , umso höhere Maximalwerte sind zulässig. Die 95%-Perzentile der Windgeschwindigkeit, bestimmt pro Jahr, Station und Betriebszustand der HGÜ (monopolar positiv, monopolar negativ oder bipolar) lagen zwischen 0,9 und 5,0 m/s. Die Berechnung der in Abbildung 2.2-1 gezeigten Maximalwerte erfolgte für Windgeschwindigkeiten von 0, 2 und 4 m/s. Sofern die 95%-Perzentilen der Ionenkonzentrationen bereits den Maximalwert für $v=0$ und $U=400 \text{ kV}$ unterschreiten, sind

sie somit in jedem Fall mit Gleichung (2.1-1) kompatibel; für die meisten Datenpunkte ist dies ganz klar der Fall, diese bestätigen damit die Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a). Liegen die Werte hingegen darüber, hängt es von der genauen Spannung und der genauen Windgeschwindigkeit ab, ob sie trotzdem kompatibel sind. Die genauen Werte dieser Größen sind allerdings nicht bekannt. Zur Windgeschwindigkeit würde man mit Gleichung (2.1-1) zwar erwarten, dass die höchsten Ionenkonzentrationen bei höheren Windgeschwindigkeiten auftraten, allerdings muss das 95%-Perzentil der Ionenkonzentration nicht zwingend mit dem 95%-Perzentil der Windgeschwindigkeit koinzidiert haben. Der theoretische Maximalwert, welcher sich aus den Parametern $U=500$ kV und $v=4$ m/s ergibt, wird von allen gemessenen Ionenkonzentrationen unterschritten.

Für $v=0$ (kein Wind) entspricht der Kurvenverlauf dem Spannungsterm in Gleichung (2.1-1). Aus Abbildung 2.2-1 ist deutlich, dass der Spannungsterm auch in 60 Metern Entfernung von der nächsten Leitung noch deutlich größer als Null ist, d.h. Näherung (2.1-2), welche einen vernachlässigbar kleinen Spannungsterm annimmt, würde die theoretisch möglichen Maximalwerte teils deutlich unterschätzen. Wie die Diskussion zu Abbildung 2.2-3 weiter unten zeigt, erweist sich Näherung (2.1-2) in der Praxis aber dennoch als gut geeignet zur Abschätzung.

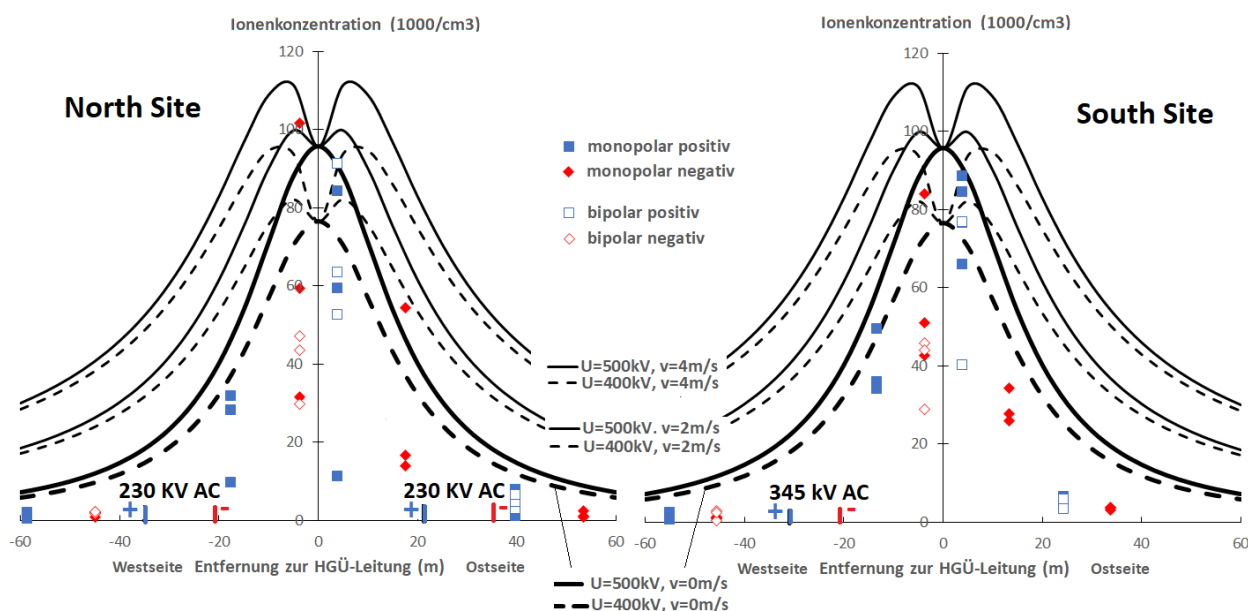


Abbildung 2.2-2: Wie Abbildung 2.2-1, getrennt für North Site (links) und South Site (rechts).

Abbildung 2.2-2 zeigt dieselben Werte wie Abbildung 2.2-1 getrennt für North Site (links) und South Site (rechts). Eingezeichnet ist die Position der parallelen Wechselstrom-Hochspannungsleitungen (AC): An der North Site wird die HGÜ symmetrisch zu beiden Seiten in jeweils 28 Metern Entfernung zur Zentrallinie der HGÜ von je einer 230-kV-Wechselstromleitung flankiert. An der South Site verläuft nur auf der Westseite eine solche Leitung, hier in 26 Meter Entfernung zur Zentrallinie und mit höherer Nenn-Spannung von 345 kV. Die Abszissenachse bezieht sich auf den Abstand vom nächstgelegenen aktiven Gleichstromleiter. Deshalb ergaben sich für jede Wechselstromleitung zwei verschiedenen Entfernungen: einmal zum positiven und einmal zum negativen Gleichstromleiter.

Je nach gerade herrschendem Halbzyklus wirken die Wechselspannungsleitungen entweder als zusätzlichen Ionenquelle oder Ionensenke. Die Frage stellt sich, welcher Effekt netto überwiegt, sofern er überhaupt signifikant ist. Aus Abbildung 2.2-2 lässt sich kein signifikanter Einfluss der Wechselspannungsleitungen auf die Messwerte ablesen: An der South Site, wo eine solche Leitung nur auf der Westseite existierte, ist keine deutliche Asymmetrie zwischen den Werten auf der Ost- und Westseite zu erkennen (abgesehen von der bereits diskutierten Asymmetrie zwischen den Konzentrationen positiver und negativer Ionen, diese ist jedoch auch an der North Site beobachtbar). Auch auf der Ostseite der South Site sind die Messwerte mit den theoretischen Maximalwerten vereinbar, d.h. das Unterschreiten der Maximalwerte hängt nicht vom Vorhandensein einer der durch die Wechselspannungsleitung gebildeten Ionensenke ab.

Abbildung 2.2-3 zeigt das Verhältnis zwischen den ermittelten maximalen Ionenkonzentrationen (95%-Perzentile) und den maximal erwarteten Ionenkonzentrationen laut Gleichung (2.1-1). Die Messungen sind mit der Theorie vereinbar, wenn sich Werte kleiner 1 (Limit der kompletten Formel) ergeben. Die in der linken Abbildung dargestellte Berechnung erfolgte unter der Annahme, dass die Spannung 400 kV betrug (der kleinstmögliche Wert) und die Windgeschwindigkeit der halben 95%-Perzentile der Geschwindigkeitskomponente rechtwinklig zur HGÜ in Richtung zur Messstation entsprach (d.h. es wurde angenommen, dass die Windgeschwindigkeit zwar erhöht war, aber dennoch deutlich unter den beobachteten Maximalwerten lag). Die in der rechten Abbildung dargestellte Berechnung erfolgte unter der Annahme, dass die Leitungsspannung stattdessen 500 kV betrug und die Windgeschwindigkeit mit der 95%-Perzentile identisch war (d.h. für Spannung und Windgeschwindigkeit wurden größtmögliche Werte angenommen). Bei der Berechnung mittels Gleichung (2.1-1) wurden zudem die folgenden Parameter angenommen: die zur jeweiligen Polarität passende Ionenmobilität ($1,2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ für positive und $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ für negative Ionen), sowie die passenden Leitungshöhe (17 Meter an der North Site, 16 Meter an der South Site).

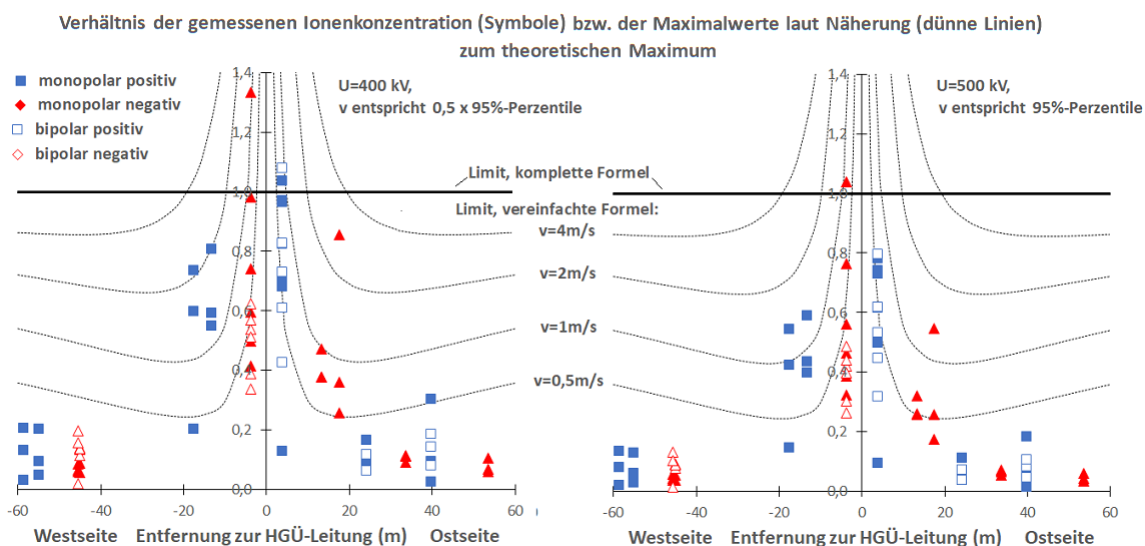


Abbildung 2.2-3: New Hampshire: Verhältnis der 95%-Perzentile der Ionenkonzentrationen zu den theoretischen Maximalwerten laut Gleichung (2.1-2). Zudem Darstellung der Verhältnisse der theoretischen Maximalwerte laut Näherung (2.1-2) und laut vollständiger Gleichung (2.1-2) für verschiedene Windgeschwindigkeiten v .

Die in der linken Abbildung verwendete Variante ergibt niedrigere zulässige Maximalwerte für die Ionenkonzentration, entsprechend sind die Verhältnisse aus tatsächlichem Wert und zulässigem Maximalwert in der linken Abbildung höher als in der rechten. Selbst in der linken Abbildung liegen jedoch fast alle Verhältnisse unterhalb von 1; die Messwerte sind damit in jedem Fall mit Gleichung (2.1-1) kompatibel (wenn man im Einklang mit den theoretischen Erwartungen davon ausgeht, dass die 95%-Perzentile der Ionenkonzentration bei eher hohen Windgeschwindigkeiten erreicht wurden). Die wenigen Messwerte, bei welchen sich Verhältnisse größer als 1 ergaben (alle in großer Leitungsnähe; hier wurden Netto-Konzentrationen gemessen), wären aber ggf. ebenfalls kompatibel, wenn man die (nicht bekannte) tatsächliche Windgeschwindigkeit und Leitungsspannung zur Maximalwertberechnung genutzt hätte: In der rechten Abbildung wurden großzügigere Annahmen bei der Berechnung des Maximalwertes zugrunde gelegt, hier blieben die Verhältnisse mit einer Ausnahme unter 1.

Ebenfalls gezeigt ist das Verhältnis der Maximalwerte, welche sich mittels Näherung (2.1-2) ergeben, zu den Maximalwerten, welche sich aus der vollständigen Gleichung (2.1-1) ergeben (gepunktete Linien; die Berechnung erfolgte für vier verschiedene Windgeschwindigkeiten). Um tatsächlich als gute Näherung anwendbar zu sein, sollte Näherung (2.1-2) die sich aus der vollständigen Gleichung (2.1-1) ergebenden theoretischen Maximalwerte nicht deutlich unterschreiten; ein Verhältnis deutlich kleiner als 1 bedeutet damit, dass die Näherung hier eigentlich nicht anwendbar wäre. Die Berechnung der Näherung erfolgte für vier verschiedene Windgeschwindigkeiten: $v=0,5$, 1, 2 und 4 m/s (zum Vergleich: die 95%-Perzentile pro Jahr, Station und Betriebszustand lagen zwischen 0,9 und 5,0 m/s).

In unmittelbarer Leitungsnähe würde Näherung (2.1-2) wesentlich höhere Maximalwerte zulassen als Gleichung (2.1-1); für $x=0$, d.h. direkt unter der Leitung, wären sogar unendlich hohe Werte zulässig. Der Grund ist die Vernachlässigung der Leitungshöhe in Näherung (2.1-2). In etwas größerer Entfernung unterschätzt Näherung (2.1-2) die Maximalwerte dann allerdings. Grund ist die Vernachlässigung der Ionenausbreitung aufgrund der zwischen Leitung und Boden wirkenden elektrischen Felder. Mit wachsender Entfernung und damit nachlassender Stärke dieser Felder verliert dieser Ausbreitungsmechanismus an Bedeutung relativ zur Windausbreitung. Deshalb nähert sich das Verhältnis dem Wert 1 an, im hier betrachteten Entfernungsbereich bleibt es allerdings vor allem für niedrige Windgeschwindigkeiten deutlich darunter. Für eine Windgeschwindigkeit von 4 m/s hingegen liegt die Näherung selbst im Extremfall nur etwa 10% unter dem sich aus der vollständigen Gleichung (2.1-1) ergebenden Wert.

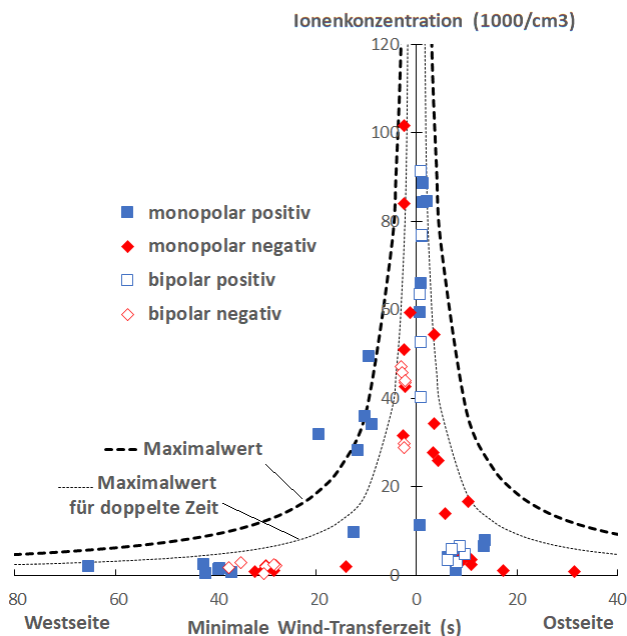


Abbildung 2.2-4: New Hampshire: 95%-Perzentile der Ionenkonzentrationen als Funktion der minimalen Wind-Transferzeit. Vergleich mit theoretischem Maximalwert laut Näherung (2.1-2) für verschiedene Windgeschwindigkeiten.

Tatsächlich erweist sich Näherung (2.1-2) auch schon für niedrigere Windgeschwindigkeiten als nutzbar: in einer Entfernung von 40 Metern oder mehr lagen die Verhältnisse aus gemessenen und mit Gleichung (2.1-1) berechneten Werten stets niedriger als die Verhältnisse aus Gleichung (2.1-2) und (2.1-1), auch bei Annahme von niedrigen Windgeschwindigkeiten und Leitungsspannungen bei der Berechnung der zulässigen Maximalwerte ($v=0,5$ m/s und $U=400$ kV, linke Abbildung). D.h., die Messwerte unterschritten hier auch Näherung (2.1-2). Diese Feststellung ist robust gegenüber einer eventuellen Fehlannahme hinsichtlich der Ionenmobilität μ : die verwendeten Messmethoden, sowohl an den NEAR- als auch den FAR-Stationen, maßen eigentlich das Produkt $n\mu$, n ergab sich daraus unter Annahme eines bestimmten Werts für μ . Auch die Näherung (2.1-2) lässt sich umstellen als Maximalwert für $n\mu$. Damit ist der Vergleich unabhängig vom angenommenen Wert für μ (der Spannungsterm von Gleichung (2.1-1) hingegen enthält μ nicht, d.h. hier hängt das Verhältnis zwischen Messwert und theoretischem Maximalwert etwas von μ ab). Wenn Näherung (2.1-2) unterschritten wird, bedeutet dies, dass die Annahme eines universalen Maximalwerts für das Produkt nt gerechtfertigt ist, dies hat Bedeutung für die Abschätzung der Aufnahme von Ladung durch Partikel, siehe Abschnitt 3.2.

In Abbildung 2.2-4 werden ebenfalls die Messwerte mit Näherung (2.1-2) verglichen. Dargestellt sind die ermittelten maximalen Ionenkonzentrationen (95%-Perzentile), als Funktion der minimalen Wind-Transferzeit. Hierbei handelt es sich der Entfernung zwischen HGÜ-Leitung und Messort, dividiert durch die 95%-Perzentile der Windgeschwindigkeit (rechtwinklig zur HGÜ-Leitung in Richtung Messort). Dies ist damit die minimale Zeit, welche die Ionen benötigten, um mit dem Wind von der Leitung zur Messstation zu gelangen (denn Näherung (2.1-2) nimmt an, dass sich die Ionen exakt mit der Windgeschwindigkeit von der

Leitung wegbewegen; in der Realität sind sie in Leitungsnähe schneller, da hier auch die elektrischen Felder zur Vorwärtsbewegung beitragen). Ebenfalls gezeigt (Linien) sind die Maximalwerte entsprechend Näherung (2.1-2). Die Berechnung erfolgte einmal unter der Annahme, dass die tatsächliche Wind-Transferzeit der minimalen Zeit entsprach, und einmal unter der Annahme, dass sie doppelt so lang war (d.h. die tatsächliche Windgeschwindigkeit betrug genau die Hälfte der 95%-Perzentile der Windgeschwindigkeit), in letzterem Fall ergeben sich entsprechend um die Hälfte niedrigere Maximalwerte. Es ergibt sich auch hier, dass Näherung (2.1-2) in größeren Entfernungen (und damit bei höheren minimalen Wind-Transferzeiten) eine brauchbare Näherung darstellt, im Nahbereich jedoch nicht unbedingt.

2.2.4 Ergebnisse der Messungen bei reinem Wechselspannungsbetrieb

Die Messungen bei inaktiver HGÜ und damit ausschließlichen Einfluss der parallel verlaufenden Wechselstromleitungen, für den Kompletzeitraum Zeitraum Dezember 1988 bis November 1992, wurden mehr als ein Jahrzehnt später in einer wissenschaftlichen Publikation zusammengefasst (BRACKEN, SENIOR & BAILEY 2005). Die im Folgenden zitierten Daten wurden den Original-Reporten (BRACKEN 1990; 1991; 1992; 1993) entnommen.

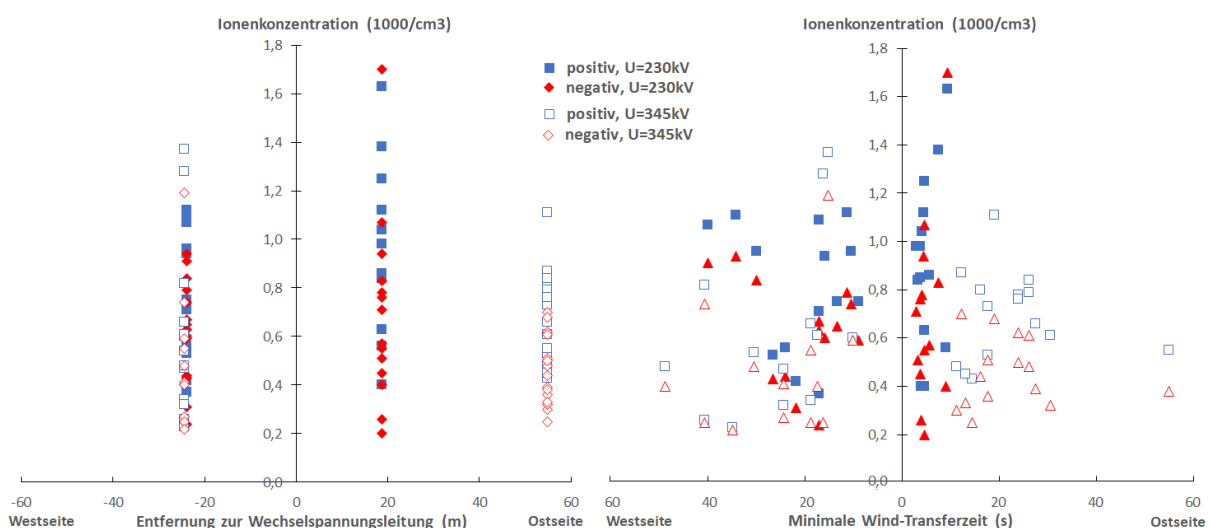


Abbildung 2.2-5: New Hampshire: 95%-Perzentile der Ionenkonzentrationen bei ausschließlicher Aktivität der Wechselspannungsleitungen. Darstellung als Funktion des Abstandes zur Wechselspannungsleitung (links) sowie der minimalen Wind-Transferzeit (rechts).

Abbildung 2.2-5 zeigt die gemessenen maximalen Ionenkonzentrationen (95%-Perzentile) eines Quartals bei inaktiver HGÜ; in diesem Zustand erfolgte die Messung ausschließlich an den FAR-Stationen. Die Darstellung erfolgte als Funktion des Abstandes der Messstation zur nächsten Wechselspannungsleitung (links analog zu Abbildung 2.2-1 für Zeiten mit aktiver HGÜ) sowie der minimalen Wind-Transferzeit (rechts, analog zu Abbildung 2.2-4 für Zeiten mit aktiver HGÜ). Diese ergibt sich als Quotient aus Entfernung und maximaler Windgeschwindigkeit (95%-Perzentil der Windgeschwindigkeit des Quartals) rechtwinklig zur Leitung in Richtung der Messstation.

An der North Site wurde die HGÜ symmetrisch auf beiden Seiten von je einer 230-kV-Leitung flankiert, an der South Site verlief eine 345-kV-Leitung auf der Westseite der HGÜ (d.h. von den Messstationen auf der Ostseite der HGÜ ergeben sich entsprechend hohe Abstände zur nächsten Leitung). Jeder Datenpunkt entspricht dem 95%-Perzentil der Ionenkonzentrationen einer Messstation ermittelten über ein Quartal (bei den Messungen mit aktiver HGÜ erfolgte die Ermittlung über komplette Jahre, dafür aber getrennt für verschiedene Betriebszustände der HGÜ). Das erste „Jahr“ der Kampagne umfasste den Zeitraum Dezember 1988 - Dezember 1989, und damit 5 Quartale. Nicht dargestellt wurden Datenpunkte für Quartale, welche im zugehörigem Jahresreport (BRACKEN 1990) mit „unsicherer Leckstrom“ (*uncertain leakage current*) gekennzeichnet waren – die damit verbundenen Ionenkonzentrationen lagen deutlich über den normalen Werten (siehe die Datentabellen im Abschnitt 9.1.2). Alle weiteren Jahre umfassten

komplette Kalenderjahre und damit regulär 4 Quartale, in einigen Quartalen wurden allerdings keine Werte ermittelt.

Wie weiter unten gezeigt wird, liegen die gemessenen maximalen Ionenkonzentrationen pro Quartal sehr deutlich unter den erwarteten Maximalwerten der Ionenkonzentration entsprechend Gleichung (2.1-1). Deshalb wurde in Abbildung 2.2-5, im Gegensatz zu Abbildung 2.2-1 und Abbildung 2.2-4, auf die Darstellung dieser theoretischen Maximalwerte verzichtet. Deutlich ist, dass die Konzentrationen positiver Ionen im Allgemeinen höhere Spitzenwerte erreichen als die Konzentrationen negativer Ionen. Dies stimmt überein mit den Ergebnissen zahlreicher anderer Studien, welche im Umfeld von Wechselspannungs-Leitungen ein Überwiegen positiver Koronas, sowie ein Erreichen höherer Spitzenwerte durch positive Koronas, im Vergleich zu negativen Koronas, feststellten (JAYARATNE; FATOKUN & MORAWSKA 2008; WRIGHT et al. 2014b).

Abbildung 2.2-6 zeigt, analog zu Abbildung 2.2-3 für aktive HGÜ, die Verhältnis der gemessenen maximalen Brutto-Ionenkonzentrationen (95%-Perzentil pro Quartal) bei inaktiver HGÜ und der zugehörigen theoretischen Maximalwerte laut Gleichung (2.1-1). Die Darstellung erfolgte hier (wie in Abbildung 2.2-4 und Abbildung 2.2-5 rechts) als Funktion der minimalen Wind-Transferzeit; dies erfolgte aus rein optischen Gründen, da so eine bessere Streuung der Werte entstand als bei Darstellung als Funktion der Entfernung (vergleiche Abbildung 2.2-5 links und rechts). Die Messungen sind mit der Theorie vereinbar, wenn sich Werte kleiner als 1 ergeben. Wie erwartet (siehe Abschnitt 2.1.2) ergeben sich Quotienten deutlich kleiner als 1.

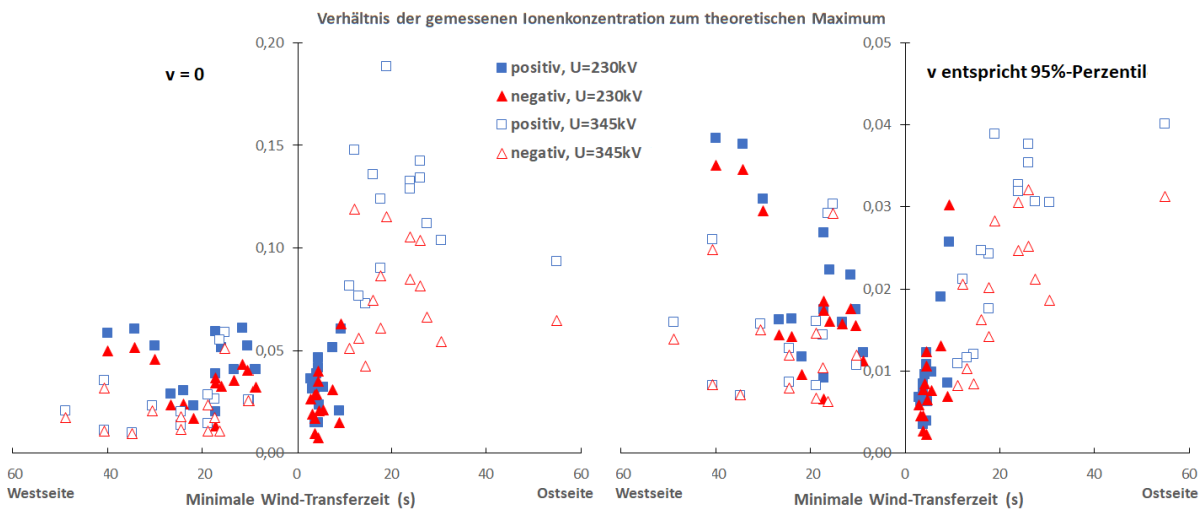


Abbildung 2.2-6: New Hampshire: Verhältnis der 95%-Perzentile der Ionenkonzentrationen zu den theoretischen Maximalwerten laut Gleichung (2.1-1) bei ausschließlicher Aktivität der Wechselspannungsleitungen. Berechnung unter Annahme von Windstille ($v=0$, links) und hoher Windgeschwindigkeit (v entspricht 95%-Perzentil, rechts).

Die Unbekannte in der Berechnung ist hier, wie auch schon bei der Betrachtung der Messwerte bei aktiver HGÜ, die Windgeschwindigkeit v . Deshalb wurden zwei Extreme angenommen: Abbildung 2.2-6 links vergleicht die Messwerte mit den Erwartungen bei absoluter Windstille rechtwinklig zur Stromleitung (Windgeschwindigkeit $v=0$), d.h. die Ionen verbreiten sich ausschließlich durch die Wirkung der elektrischen Felder. In Abbildung 2.2-6 rechts hingegen wurde angenommen, dass die 95%-Perzentilen der Ionenkonzentrationen mit den 95%-Perzentilen der Windgeschwindigkeit (rechtwinklig zur Hochspannungsleitung, in Richtung Messstation) desselben Quartals koinzidierten. Ersterer Fall (Windstille) ergibt die niedrigsten theoretischen Maximalwerte, die Quotienten liegen somit dem Wert 1 noch am nächsten. Aber auch hier liegt das Verhältnis aus Mess- und Maximalwert selbst im Extremfall bei weniger als ein Fünftel. D.h. die (hier nicht bekannte) genaue Windgeschwindigkeit ist damit irrelevant hinsichtlich der Frage nach der Kompatibilität der Werte mit Gleichung (2.1-1). Die deutliche Unterschreitung der Maximalwerte laut Gleichung (2.1-1), bedeutet, dass im Allgemeinen auch die Anwendung von Näherung (2.1-2) akzeptabel ist (diese erfordert eine Annahme zur Windgeschwindigkeit).

Abbildung 2.2-6 deutet auch an, dass die Windgeschwindigkeit v im Moment des Erreichens des 95%-Perzentils der Ionenkonzentration tatsächlich, wie theoretisch erwartet, eher hoch war: In der rechten Abbildung, in welcher die zur Berechnung des theoretischen Erwartungswerts genutzte Windgeschwindigkeit v als identisch zum 95%-Perzentil der gemessenen Windgeschwindigkeiten angenommen wurde, ergab sich keine auffallende Asymmetrie zwischen West- und Ostseite, in der linken Abbildung (Annahme $v=0$, d.h. Windstille) hingegen schon: auf der Ostseite waren die Entfernungen zur 345-kV-Leitung höher (und damit die minimalen Wind-Transferzeiten länger), und hier lagen die Quotienten aus Mess- und Maximalwert näher zu 1, d.h. die gemessenen Werte kamen hier den theoretischen Maximalwerten näher. Ein derartiges Verhalten wäre allerdings unerwartet; in der Realität sollten die tatsächlichen Messwerte mit wachsender Entfernung immer weiter unter die zulässigen Maximalwerte fallen (denn die Berechnung der Maximalwerte vernachlässigt jegliche Verluste von Ionen, welche in der Praxis aber auftreten). Es ist am ehesten als Artefakt zu erklären: wird v in Gleichung (2.1-1) unterschätzt, ergibt die Gleichung zu niedrige theoretische Maximalwerte für n , und die Messwerte für n kommen somit den berechneten theoretischen Maximalwerten näher als bei korrekter Annahme für v . Der Fehler wird mit wachsender Entfernung von der Leitung immer größer. Deswegen ist anzunehmen, dass die rechte Abbildung der Realität näherkommt. Hier bleibt das Verhältnis aus tatsächlich gemessener und maximal erwarteter maximaler Ionenkonzentration sogar unter einem Zwanzigstel (0,05; man beachte die unterschiedliche Skalierung der Ordinatenachsen in beiden Abbildungen).

2.3 Andere Ionenmessungen im Umfeld von HGÜ

2.3.1 Einführung

Der Befund, dass im Umfeld von Gleichstromleitungen die gemessenen Maxima der Ionenkonzentrationen den theoretischen Maxima entsprechend der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) durchaus nahekommen, aber in der Regel niedriger bleiben, hatte sich auch schon in der von den selben Autoren durchgeführten experimentellen Begleitstudie (KAUNE, GILLIS & WEIGEL 1983b) ergeben, siehe Abschnitt 2.3.3. Die meisten Messstudien zu Ionen windabwärts von Stromleitungen führten allerdings keinen Vergleich mit der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) durch. Im Folgenden sollen einige derartige Studien im Umfeld von sowohl Gleichstrom-Testleitungen als auch kommerziellen HGÜ genauer betrachtet werden, bei welchen die publizierten Daten einen Vergleich erlauben. Die relevanten Messdaten der diskutierten Studien sind in den Datentabellen am Ende des Reports aufgelistet: Abschnitt 9.1.3 enthält Tabellen der gemessenen Ionenkonzentrationen und einen Vergleich mit den Maximalwerten laut Gleichung (2.1-1) und Näherung (2.1-2). Abschnitt 9.1.4 enthält Tabellen der elektrischen Feldstärke, sofern diese parallel zu den Messungen der Ionenkonzentration gemessen wurde.

Bei einigen der im Folgenden vorgestellten Studien handelt es sich um Messungen an einem festen Standort über einen längeren Zeitraum; die Originalpublikationen listen nicht nur Maxima (oder 95%-Perzentile), sondern auch Mittel- oder Medianwerte und ggf. auch andere Perzentile. In diesen Fällen wurden in den folgenden Darstellungen auch die Mittel- bzw. Medianwerte wiedergegeben, hier existieren jedoch keine strikten theoretischen Vergleichswerte: die Mittel- und Medianwerte hängen von der Windverteilung über den kompletten Zeitraum am jeweiligen Standort ab (während die Maximalwerte der Theorie zufolge immer dann auftreten sollten, wenn die Messstation windabwärts der Leitung liegt und die Windgeschwindigkeiten eher hoch sind).

Messungen an Wechselspannungsleitungen sollen hier nicht im Detail diskutiert werden, da hier die Ionenkonzentrationen in der Regel eher sehr deutlich unter den Maximalwerten laut Gleichung (2.1-1) bleiben (die Gründe sind im Abschnitt 2.1.2 erläutert). Im Abschnitt 2.2.4 wurde dies am Beispiel der Messungen in New Hampshire gezeigt. Ein rezentes Beispiel für Entfernungs-abhängigen Messungen windabwärts vom Wechselspannungsleitungen ist die Studie von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011), sie wird im Abschnitt 3.3.5 vorgestellt (da hier parallel auch die Messung der Konzentration geladener Partikel gemessen wurde). Die Messung erfolgte an einem Standort, an welchem diese Leitung eine starke netto positive Korona-Aktivität aufwies. Die gemessenen Netto-Ionenkonzentrationen blieben dennoch etwa eine Größenordnung unter den zulässigen Maximalwerten laut Gleichung (2.1-1).

2.3.2 BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978): Bipolare 400-kV-HGÜ

BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978) führten am 2. September 1976 Messungen unter einer kommerziellen bipolaren HGÜ-Leitung durch (± 400 kV Celilo-Sylmar DC Intertie, auch als Pacific NW/SW Intertie bezeichnet). Dabei handelt es sich um die erste kommerzielle HGÜ-Leitung Nordamerikas. Sie wurde im Jahr 1970 eröffnet und transportiert Strom vom Dallas Dam, Oregon über 1.360 km nach Los Angeles, Kalifornien (CHARTIER, STEARNS & BURNS 1989). Die Leitung befand sich in 12 Metern Höhe über dem Boden, der Abstand zwischen den beiden entgegengesetzt polarisierten Leitern betrug 11,6 Meter. Der Wind war laut den Autoren vernachlässigbar.

Primär gemessen wurden die elektrische Feldstärke und die Ionenstromdichte. Unter dem negativen Leiter auf der Westseite ergaben sich dabei für die elektrische Feldstärke etwa 2,5-mal so hohe Werte, und für die Ionenstromdichte sogar etwa 5-mal so hohe Werte wie unter dem positiven Leiter auf der Ostseite. Da die Messung nur an einem Tag durchgeführt wurde, wurde diese Diskrepanz nicht weiter diskutiert. Ein Jahrzehnt später erschien eine ähnliche Diskrepanz jedoch auch in der Studie von CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989), in welcher Messungen über das komplette Jahr 1986 an derselben Stromtrasse analysiert wurden, siehe dazu Abschnitt 2.3.9.

Die Ionenkonzentration ergibt sich mittels Gleichung (2.1-7) aus dem Quotienten von Ionenstromdichte und elektrischen Feldstärke (hier ist die Diskrepanz zwischen beiden Polaritäten deshalb nur gering). BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978) nahmen dabei eine Ionenmobilität von $1,8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (negativ) bzw. $1,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (positiv) an. Ermittelt wurden Ionenkonzentrationen von 80.000 cm^{-3} unter dem negativen und 75.000 cm^{-3} unter dem positiven Leiter. Aus Gleichung (2.1-1) ergibt sich ein Maximalwert für beide Polaritäten etwa 150.000 cm^{-3} , d.h. die gemessenen Werte waren um etwa 50% kleiner als die theoretischen Maximalwerte. Näherung (2.1-2) ist hier nicht anwendbar, da sich der Messort direkt unter der Leitung befand.

BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978) verglichen ihre Messwerte auch mit den Ergebnissen eines Modells, entwickelt von SARMA & JANISCHEWSKYJ (1969a; 1969b) für monopolare und bipolare HGÜ-Leitungen. Hier ergaben sich 75.000 cm^{-3} für beide Polaritäten, die Erwartungswerte entsprechen damit ziemlich genau den gemessenen Werten. Dieses Modell ist jedoch eher komplex und nur iterativ lösbar (die eher einfache Gleichung (2.1-1) der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) beansprucht lediglich, einen Maximalwert zu liefern).

2.3.3 KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983b): experimentelle Begleitstudie

Unter allen in diesem Report betrachteten experimentellen Studien wurde nur in einer Studie bereits durch die Autoren selbst ein Vergleich mit der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) vorgenommen: Diese Studie stammt ebenfalls von KAUNE, GILLIS & WEIGEL und wurde im selben Jahr (1983b) als experimentelle Begleitstudie zur Theoriestudie veröffentlicht. Hier sollen speziell die Validierungs-Messungen interessieren, welche an Hochspannungs-Gleichstromleitungen vorgenommen wurden. Die in Tabelle 2.3-1 gelisteten Messungen fanden an vier verschiedenen Leitungen in Nordamerika statt (Nelson River, Pacific Intertie, Dallas Test Line, Project UHV). Die Messungen erfolgten unter verschiedenen Wetterbedingungen; sofern es sich um Testleitungen handelte, wurden zudem auch einige Leitungsparameter variiert (Spannung, Höhe der Leitung über dem Boden, horizontaler Abstand p zwischen den Leiterseilen). Es handelte sich in allen Fällen um bipolare Leitungen, diese bestanden entweder nur aus zwei nebeneinander verlaufenden Leitungen (in der Tabelle mit 2x bezeichnet, p ist der Abstand zwischen dem positiven und negativen Leiter) oder aus 4 bzw. 6 Leitungen (4x und 6x, in dem Fall beziehen sich der Abstand p sowie die Leitungshöhe h jeweils auf die unteren Leiter). n ist die gemessene Ionenkonzentration der positiven bzw. negativen Ionen: die Messungen erfolgten am Boden direkt unter dem Leiter der jeweiligen Polarität. n_{max} ist der zulässige Maximalwert laut Gleichung (2.1-1); direkt unter der Leitung ($x=0$) ergibt sich für beide Polaritäten derselbe Wert. Gleichung (2.1-1) geht dabei von einer unipolaren Ionenwolke aus, d.h. es wird angenommen, dass die übrigen Leiter nicht vorhanden sind. n/n_{max} ist das Verhältnis von Messwert und theoretischem Maximalwert.

KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983b) maßen tatsächlich die Netto-Raumladungen, welche hier jedoch von den Netto-Ionenkonzentrationen dominiert sein sollten. Zudem sind die aus Gleichung (2.1-1) direkt unter dem Leiter (d.h. für $x=0$) resultierenden Maximalwerte ohnehin von der Ionenmobilität und damit der Größe der Ionen unabhängig (deshalb ergeben sich hier identische theoretische Maximalwerte für Ionen positiver und negativer Polarität, siehe Tabelle 2.3-1). Auch die Windgeschwindigkeit v beeinflusst den theoretischen Maximalwert hier nicht (in der Realität sollte der Wert durchaus auch direkt unter der Leitung von v abhängen. Dass diese Abhängigkeit von v bei $x=0$ verschwindet, ist auf eine vereinfachende Annahme bei der Herleitung von Gleichung (2.1-1) zurückzuführen, siehe dazu Anhang 8.1). Näherung (2.1-2) ist für $x=0$ dagegen nicht anwendbar.

Tabelle 2.3-1: Messungen von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983b).

Name	Wetter	U (kV)	h (m)	n_+ (10^4 cm^{-3})	n_- (10^4 cm^{-3})	n_{max} (10^4 cm^{-3})	n_+/n_{max}	n_-/n_{max}
Nelson River: 2x, $p=13 \text{ m}$	schön	450	15,3	6,2	3,1	10,6	0,6	0,3
Pacific IT: 2x, $p=12 \text{ m}$	schön	400	12	5,0	7,5	15,4	0,3	0,5
Dallas TL: 2x, $p=12 \text{ m}$	schön	533	12	13,1	11,2	20,5	0,6	0,5
	Schnee	500	12	11,2	4,4	19,2	0,6	0,2
Project UHV: 4x, $p=24 \text{ m}$	schön	800	12	23,7	8,1	30,7	0,8	0,3
	Regen	800	12	26,8	20,0	30,7	0,9	0,7
	schön	800	24	5,0	4,4	7,7	0,7	0,6
	Regen	800	24	6,2	5,0	7,7	0,8	0,7
Project UHV: 6x, $p=32 \text{ m}$	schön	1.200	14	37,5	1,9	33,8	1,1	0,1
	schön	1.200	20	12,5	2,5	16,6	0,8	0,2

Wie Tabelle 2.3-1 zeigt, ergaben sich fast überall (mit einer Ausnahme) höhere positive als negative Ionenkonzentrationen, mit teilweise sehr deutlichen Unterschieden. Aber selbst die Messungen der positiven Ionen lagen praktisch überall klar unter den theoretischen Maximalwerten laut Gleichung (2.1-1), auch hier mit einer Ausnahme (wo es aber auch nur zu einer leichten Überschreitung kam, welche ggf. durch Mesunsicherheiten erklärbar ist).

2.3.4 JOHNSON (1983): ± 400 -kV-Testleitung

JOHNSON (1983) führte Messungen nahe einer Gleichspannungs-Testleitung auf dem vom Electric Power Research Institute (EPRI) betriebenen High Voltage Transmission Research Center (HVTRC) in Lenox, Massachusetts, USA durch. Die Leitung wurde bipolar mit einer Spannung von $\pm 400 \text{ kV}$ betrieben. Während der Experimente wurden sowohl der Abstand zwischen den Leitern als auch die Höhe der Leitung über dem Boden variiert. Da die Messungen über insgesamt 6 Monate andauerten (Juni-Dezember 1981) konnte auch der Einfluss verschiedener Wetterbedingungen (Schönwetter, Nebel, Regen, Frost und Schnee) beobachtet werden.

In der Studie wurde mit den Abständen zwischen den Leitern von 9,15 m, 12,2 m und 15,2 m sowie mit Höhen der Leitungen über dem Boden (jeweils in der Mitte zwischen beiden Masten) von 10,7 m und

15,2 m gearbeitet; es ergaben sich 6 verschiedene Konfigurationen. Generell stellte die Studie fest, dass die Korona-Stärke primär eine Funktion des Abstands zwischen positivem und negativem Leiter ist; der Korona-Verluststrom (d.h. der durch den Korona-Effekt bewirkte Verlust an transportierter Energie in der Leitung) ist etwa umgekehrt proportional zum Quadrat des Leiterabstands. Positive und negative Verlustströme hatten dabei etwa die gleiche Stärke.

Die Studie konzentrierte sich auf Messungen der elektrischen Feldstärke und der Ionenstromdichte, es wurde jedoch auch aus beiden Größen mittels Gleichung (2.1-7) die Netto-Ionenkonzentration in 50 Meter Entfernung von der Mittellinie der Leitung berechnet (unter Annahme einer Ionenmobilität von $1,25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ für positive und $1,7 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ für negative Ionen). Wenn die 50-Meter-Messstation windaufwärts der Leitung lag, wurden laut JOHNSON (1983) typische Hintergrundwerte praktisch nie überschritten. Aber auch wenn sie windabwärts lag, ergaben sich in der Regel sehr niedrige Werte: Die Messwerte für die Ionenstromdichte lagen bereits in einer Entfernung größer als 25 Metern meistens bei praktisch null. JOHNSON (1983) berechnete deshalb für die Netto-Ionenkonzentration in 50 Meter Entfernung windabwärts der Leitung keine Mittelwerte, sondern nur das 95%-Perzentil. Das 95%-Perzentil trat generell dann ein, wenn der Abstand zwischen dem positiven und dem negativen Leiter mit 9,15 m am geringsten war. Dies ist eine interessante Feststellung, denn hier arbeiten zwei Effekte gegeneinander: Einerseits würde man erwarten, dass Verluste durch gegenseitige Neutralisierung positiver und negativer Ionen oder durch Ionenabbau am entgegengesetzt polarisierten Leiter umso stärker sind, je geringer das Abstand zwischen beiden Leitern ist. Andererseits stieg, wie oben festgestellt, mit sinkendem Abstand zwischen beiden Leitern die absolute Anzahl produzierter Ionen (pro Zeit) beider Polaritäten. Letzterer Effekt dominierte im konkreten Fall offenbar: je geringer der Abstand zwischen den Leitern, umso mehr Ionen werden windabwärts der Leitung gemessen. Zu verallgemeinern ist diese Feststellung jedoch nicht: die vom selben Autor produzierte Studie JOHNSON (1990) kam zum gegenteiligen Ergebnis, siehe Abschnitt 2.3.10 und hier speziell die empirisch erhaltenen Gleichungen 2.3-6 und 2.3-7.

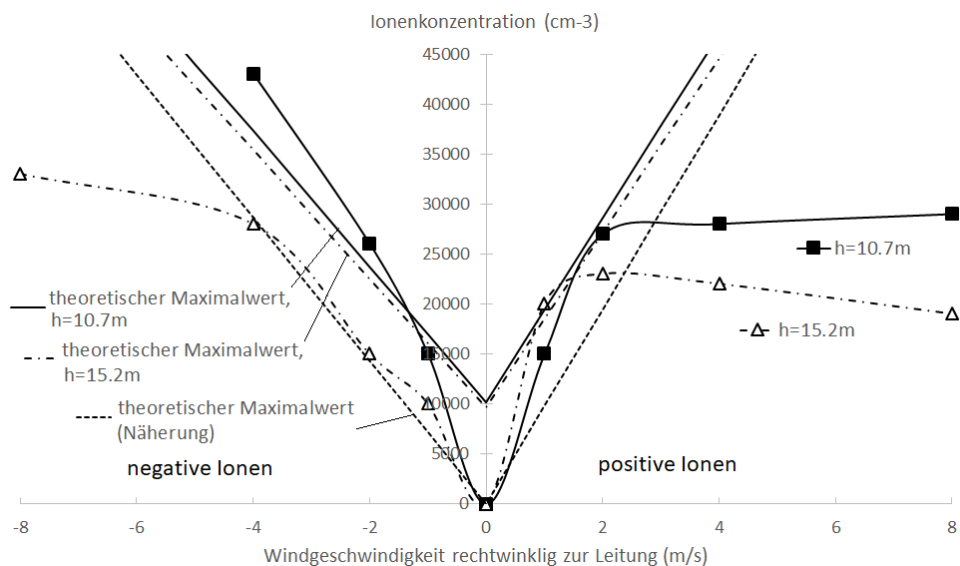


Abbildung 2.3-1: JOHNSON (1983), 6-monatige Langzeitmessung an einer bipolaren 400-KV-HGÜ: 95%-Perzentile der Ionenkonzentrationen als Funktion der Windgeschwindigkeit. Messwerte und theoretische Maximalwerte.

Abbildung 2.3-1 zeigt die 95%-Perzentile der Netto-Ionenkonzentration jeweils in einer Entfernung von 50 Metern zu beiden Seiten der Mittellinie, und damit einer horizontalen Entfernung von 45,5 Metern zum nächsten Leiter, bei Windgeschwindigkeiten von 0, 1, 2, 4 und 8 m/s (jeweils rechtwinklig zur Leitung) und bei zwei verschiedenen Höhen der Leitungen über dem Boden: 10,7 Meter (volle Quadrate) und 15,2 Meter (offene Dreiecke). Zur besseren Orientierung wurden die Symbole durch Linien verbunden). Auf der negativen Seite ergaben sich bei gleicher Windgeschwindigkeit höhere Werte, vor allem bei der Messung mit der geringeren Leitungshöhe.

Abbildung 2.3-1 zeigt zudem die theoretischen Maximalwerte gemäß Gleichung (2.1-1) für beide Höhen, sowie die simplifizierten Maximalwerte gemäß Näherung (2.1-2), in welcher die Höhe vernachlässigt wird.

Direkt unter der Leitung hätte man mit Gleichung (2.1-1) durchaus deutlich unterschiedliche Werte für beide Höhen erwartet, in 50 Metern Entfernung (wo die Werte gemessen wurden) hingegen nicht mehr: Die Maximalwerte gemäß Gleichung (2.1-1) unterscheiden sich hier kaum für die beiden Höhen 10,7 und 15,2 Meter. Dies unterschätzt offenbar die realen Unterschiede: verlief die Leitung nur in 10,7 m Höhe, ergaben sich (außer bei Windgeschwindigkeit $v=0$) deutlich höhere Ionenkonzentrationen, als wenn sie in 15,2 Metern Höhe verlief.

Laut Gleichung (2.1-1) sollte die zulässige maximale Ionenkonzentration in einem festen Abstand von der Leitung mit wachsender Windgeschwindigkeit unbegrenzt linear ansteigen. Die Gleichung berücksichtigt dabei aber nicht die Verringerung der Konzentration aufgrund turbulenter Luftvermischung, welche mit wachsender Windgeschwindigkeit zunehmen sollte. Auf der negativen Seite scheint bei der Messung mit niedrigerer Leitungshöhe (10,7 m) der erwartete lineare Anstieg tatsächlich einzutreten (und bei 4 m/s übersteigt das 95%-Perzentil sogar den theoretischen Maximalwert), bei allen übrigen Messungen flacht der reale Anstieg mit wachsender Windgeschwindigkeit deutlich ab. Bei den Messungen mit der größeren Leitungshöhe (15,2 m) erreichen die Werte auf der positiven Seite der Leitung bei einer Windgeschwindigkeit von etwa 2 m/s sogar ein Maximum und fallen danach wieder ab. Auch bei den anderen Konfigurationen wäre vermutlich ein derartiges Maximum und ein anschließender Abfall aufgetreten, wenn der Messbereich noch höhere Windgeschwindigkeiten umfasst hätte.

Umgekehrt hätte Gleichung (2.1-1) auch bei Windstille noch deutlich von Null verschiedene Ionenkonzentrationen in einer Entfernung von 45 Metern von der Leitung zugelassen; die Ionen hätten diese Entfernung aufgrund der elektrischen Felder überwunden. Gleichung (2.1-1) gilt allerdings für monopolare Ionenquellen; hier verhinderte vermutlich die Wechselwirkung der Felder der beiden parallelen entgegengesetzt polarisierten Leiter, dass Ionen auch ohne Wind in größere Entfernungen von der Leitung gelangen konnten. Deshalb lag bei Windstille selbst das 95%-Perzentil der Netto-Ionenkonzentration bei praktisch null.

Insgesamt sind damit auch die Werte von JOHNSON (1983) mit den Maximalwerten laut Gleichung (2.1-1) kompatibel, trotz der einen beobachteten Überschreitung des Maximalwerts (welche ggf. auf Messunsicherheiten zurückzuführen ist).

In der simplifizierten Gleichung (2.1-2) werden einerseits die Höhe der Leitung über dem Boden und andererseits der Spannungsterm von Gleichung (2.1-1), welcher die Ionenausbreitung durch die abstoßende Wirkung der Spannung der Ionenquelle beschreibt, vernachlässigt. D.h. Näherung (2.1-2) nimmt eine reine Windausbreitung der Ionen an, bei Windstille ergibt sich somit eine Konzentration von Null. Mathematisch ist diese Vernachlässigung in geringer Entfernung von der Leitung und bei geringen Windgeschwindigkeiten offenbar nicht zulässig: bei Windstille erwartet Gleichung (2.1-1) immer noch eine Ionenkonzentration von etwa 10.000 cm^{-3} (dies ist der Spannungsterm. Dieser nimmt generell mit dem Quadrat der Entfernung von der Leitung zum Messort ab, ist in 45 Metern horizontaler Entfernung einer 400-kV-Leitung aber eigentlich noch nicht vernachlässigbar). Zu höheren Windgeschwindigkeiten verringert sich die Differenz zwischen den Maximalwerten laut Gleichung (2.1-1) und Näherung (2.1-2) stetig, aber bleibt signifikant. Dennoch sorgen offenbar die Wechselwirkung zwischen beiden Leitern der bipolaren Leitung (vor allem bei Windstille) sowie turbulente Luftvermischung (bei höheren Windgeschwindigkeiten) dafür, dass ein Teil der Werte (wenn auch nicht alle) selbst unter die eigentlich zu niedrigen Erwartungen von Näherung (2.1-2) fällt.

2.3.5 HENDRICKSON (1986): 400 m entfernt von einer ± 400 -kV-HGÜ in Minnesota

HENDRICKSON (1986) publizierte 1986 Messungen der Ionenkonzentration im Abstand von 400 m beiderseits einer bipolaren ± 400 -kV-HGÜ in Minnesota. Das verwendete Messverfahren erforderte die Kenntnis der Ionenmobilität; der Autor nahm für beide Polaritäten eine Mobilität $\mu = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ an. Publiziert wurden die 25%-, 50%-, 75%- und 95%-Perzentilen der Ionenkonzentration über den kompletten Messzeitraum (1983-85), getrennt nach Polarität, und getrennt nach den folgenden drei Situationen: die Messstation lag windaufwärts der Leitung, sie lag windabwärts und positive Ionen dominierten, oder sie lag windabwärts und negative Ionen dominierten (es wurden nur Zeitpunkte berücksichtigt, zu welchen die

Windkomponente rechtwinklig zur HGÜ einen Mindestbetrag von 0,25 m/s erreichte). Windaufwärts lagen die Medianwerte (50%-Perzentile) der Ionenkonzentration bei 430 (positiv) und 355 (negativ) cm^{-3} , und die 95%-Perzentile bei 730 (positiv) und 720 (negativ) cm^{-3} . Wenn positive Ionen dominierten, lagen die Medianwerte bei 820 (positiv) und 170 (negativ) cm^{-3} und die 95%-Perzentile bei 1820 (positiv) und 360 (negativ) cm^{-3} . Wenn negative Ionen dominierten, lagen die Medianwerte bei 130 (positiv) und 780 (negativ) cm^{-3} , und die 95%-Perzentile bei 380 (positiv) und 2300 (negativ) cm^{-3} . In allen Fällen ist zu beachten, dass die Perzentile beider Polaritäten nicht zwingend gleichzeitig auftraten. Windabwärts ergaben sich für negative Ionen höhere 95%-Perzentile als für positive, während sich bei den Mediankonzentrationen (bei Dominanz der jeweiligen Polarität) höhere Werte für die positive Polarität ergaben. Windaufwärts waren die Unterschiede der Perzentile für beide Polaritäten sehr gering. Bei Dominanz negativer Ionen lagen die 95%-Perzentile beider Polaritäten fast um den Faktor 3 über den Medianwerten, bei Dominanz positiver Ionen sowie windaufwärts betrug der Faktor etwa 2.

Die Höhe h der HGÜ über dem Boden wird durch HENDRICKSON (1986) nicht erwähnt, in einer Entfernung von 400 m ist sie jedoch ohnehin gegenüber der Entfernung vernachlässigbar. Auch der Spannungsterm in Gleichung (2.1-1) entspricht nun weniger als einem Zehntel der von HENDRICKSON (1986) ermittelten 95%-Perzentilen der Ionenkonzentration, d.h. die Ionenkonzentration wird am Messort fast ausschließlich durch die Windausbreitung bestimmt. Die ermittelten 95%-Perzentilen der Ionenkonzentration sind mit Gleichung (2.1-1) vereinbar, sofern die Windgeschwindigkeit im Moment des Erreichens dieser Spitzenwerte mindestens 1,8 m/s für positive und 2,3 m/s für negative Ionen erreichte. Näherung (2.1-2) ist sehr gut anwendbar und liefert geringfügig höhere Mindest-Windgeschwindigkeiten (2,0 bzw. 2,5 m/s). Ersetzt man zudem die von HENDRICKSON (1986) angenommenen Mobilitäten durch die in New Hampshire (siehe Abschnitt 2.2.3) angenommenen Werte (nur $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ für positive Ionen; für negative Ionen wurden dieselben Werte angenommen wie durch HENDRICKSON 1986), korrigiert sich die 95%-Perzentile für positive Ionen auf 2.275 cm^{-3} (die 95%-Perzentile für negative Ionen bleibt bei 2.300 cm^{-3} , beide Perzentilen liegen somit nun fast gleichauf). Die Mindest-Windgeschwindigkeit zum Erreichen dieses Wertes erhöht sich leicht auf von 1,8 auf 1,9 m/s (der Unterschied ist gering, da die Ionenmobilität μ auch in die Berechnung des theoretischen Maximalwerts eingeht, somit heben sich Fehlannahmen hinsichtlich des Werts von μ hier teilweise gegenseitig auf). Die Berechnung der Mindest-Windgeschwindigkeit nimmt zudem an, dass es sich bei den gemessenen 95%-Perzentilen um die Nettokonzentration handelt, tatsächlich war es die Bruttokonzentration (d.h. die Nettokonzentration sollte etwas niedriger gewesen sein und es genügten auch etwas niedrigere Windgeschwindigkeiten). Welche Windgeschwindigkeiten in dem Moment, in welchem die 95%-Perzentilen überschritten wurden, tatsächlich erreicht wurden, ist nicht bekannt, die Werte erscheinen jedoch durchaus plausibel.

2.3.6 CARTER & JOHNSON (1988): monopolare 500-kV-Testleitung

CARTER & JOHNSON (1988) führten Messungen nahe einer 15 Meter hohen Testleitung auf dem vom Electric Power Research Institute (EPRI) betriebenen High Voltage Transmission Research Center (HVTRC) in Lenox, Massachusetts, durch. Die Gegebenheiten eigneten sich hervorragend für Extremmessungen unter definierten äußeren Bedingungen: Die Leitung wurde ausschließlich im monopolar negativen Zustand betrieben, bei einer angelegten Spannung von 500 kV. Somit können hier Ionenverluste an der (hier nicht vorhandenen) entgegengesetzt polarisierten Leitung oder Überlagerungen von Ionenwolken oder elektrischen Feldern verschiedener Leitungen ausgeschlossen werden. Überdies wurden auf dem Leiterseil „Koronaquellen“ angebracht. Dabei handelt es sich um scharfkantige Metallteile, diesen hatten den Zweck der Erzeugung möglichst starker und gleichmäßiger Ionenströme (*Anm.: Diese „Koronaquellen“ werden nur in der Zusammenfassung von CARTER & JOHNSON (1988) erwähnt*). Messungen wurden ausschließlich auf der typischerweise windabgewandten Seite durchgeführt, sie erfolgten in verschiedenen Abständen und bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten. CARTER & JOHNSON (1988) stellten die Ergebnisse in mehreren Abbildungen dar: einmal als Funktion der Entfernung (siehe Abbildung 2.3-2) und einmal als Funktion der Windgeschwindigkeit (siehe Abbildung 2.3-3).

Abbildung 2.3-2 zeigt die durchschnittlichen Ionenkonzentrationen in einer Entfernung von 0, 10, 20, 30, 70, 150 und 300 Metern von der Leitung, jeweils bei Windgeschwindigkeiten v von 0 m/s (schwarze

Quadrate), 4 m/s (rote Dreiecke) und 8 m/s (blaue Karos. Zur besseren Orientierung wurden die Messwerte mit dünnen Linien der jeweiligen Farbe verbunden). Ebenfalls dargestellt sind die zugehörigen Maximalwerte laut Gleichung (2.1-1), fette Linien, und Näherung (2.1-2), gestrichelte Linien, nur für $v=4$ m/s und 8 m/s (bei 0 m/s ergibt Näherung (2.1-2) den Wert 0).

Anhand von Gleichung (2.1-1) würde man erwarten, dass sich bei Windstille eine Ionenverteilung symmetrisch zur Ionenquelle ausbildet. Mit wachsender Windgeschwindigkeit sollte sich das Maximum in größere Entfernungen von der Quelle verschieben und der Maximalwert zudem steigen. Die Messwerte von CARTER & JOHNSON (1988) bilden dieses Verhalten jedoch nur bedingt ab, siehe Abbildung 2.3-2: Hier befindet sich das gemessene Maximum bereits bei Windstille ($v=0$ m/s) etwa 10 Meter entfernt von der Leitung und verschiebt sich mit wachsender Windgeschwindigkeit in größere Entfernungen als theoretisch erwartet; die Maximalwerte erscheinen zudem unabhängig von der Windgeschwindigkeit und erreichen Werte, welche man für Windgeschwindigkeiten von 4 m/s oder leicht höher erwarten würde. Im Fall $v=0$ m/s (schwarz) werden somit sowohl Lage (Entfernung von der Quelle) als auch Höhe des Maximums durch Gleichung (2.1-1) unterschätzt. Im Fall $v=4$ m/s (rot) entspricht zwar der Betrag des Maximalwerts etwa dem erwarteten Maximalwert, da sich das gemessene Maximum jedoch etwa 5-10 Meter weiter windabwärts befindet und der Peak etwas breiter ausfällt als theoretisch erwartet, unterschätzt Gleichung (2.1-1) im Bereich von etwa 7 bis 70 Metern Entfernung die gemessenen Werte. Im Fall $v=8$ m/s (blau) schließlich liegt das Maximum zwar ebenfalls etwa 10 Meter weiter windabwärts als erwartet, die gemessenen Werte bleiben jedoch stets unterhalb der erwarteten theoretischen Maxima.

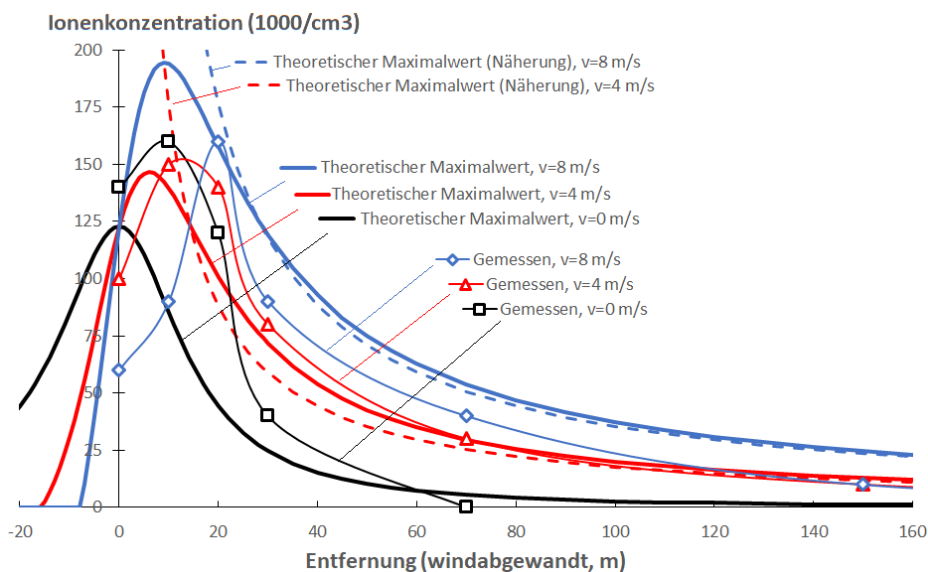


Abbildung 2.3-2: CARTER & JOHNSON (1988), monopolare 500-kV-HGÜ. Ionenkonzentrationen als Funktion der Entfernung bei drei Windgeschwindigkeiten: Messwerte und theoretische Maximalwerte.

Für die Diskrepanz zwischen Messung und Erwartung (insbesondere den Befund, dass die maximale Ionenkonzentration bereits bei Windstille nicht direkt unter der Leitung eintrat) kann es mehrere Gründe geben: Zum einen können die Windgeschwindigkeiten in größerer Höhe höher gewesen sein als am Boden gemessen. Zum anderen kann auch die bewusste Gestaltung der „Koronaquellen“ bewirkt haben, dass es zu einer (an realen Stromleitungen so nicht stattfindenden) einseitigen Versprühung der Korona-Ionen kam (die Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) geht davon aus, dass bei Windstille die Ionen die Quelle symmetrisch in alle Richtungen verlassen). Zudem ist auch die Messmethode, welche zwischen 0 und 30 Metern Entfernung angewandt wurde, etwas ungenau: Es erfolgten separate Messungen von elektrischem Feld und Ionenstromdichte (die dabei gemessenen Werte wurden nicht publiziert), aus diesen wurden die Netto-Ionenkonzentrationen mit Gleichung (2.1-7) berechnet. Zur Genauigkeit dieser Methode lassen sich u.a. die Studien CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) und SUDA & SUNAGA (1990a) heranziehen, siehe Abschnitt 2.3.9 und 2.3.11; es erfolgten Vergleiche; der auf diese Weise indirekt gemessenen Ionenkonzentrationen mit direkt gemessenen Werten am selben Standort; die Ergebnisse wichen teilweise um bis zu 50% voneinander ab.

Ab einer Entfernung von 70 Metern wurde eine andere Messmethode eingesetzt: zwei Faradaysche Käfige, in deren Innerem die Raumladung gemessen wurde. Bei einem Käfig wurden zuvor alle Cluster-Ionen ausgefiltert, dieser maß somit die Partikel-Ladungsverteilung, siehe Abschnitt 3.3.1. Die Netto-Konzentration an Cluster-Ionen ergab sich damit aus der Differenz der Raumladungen beider Käfige. In Leitungsnähe ist die Methode nicht einsetzbar, da hier aufgrund der starken elektrischen Felder die Ausfilterung von Cluster-Ionen nicht zuverlässig funktioniert (SUDA & SUNAGA 1990b). Ab 70 Metern Entfernung lagen sämtliche gemessenen Ionenkonzentrationen unterhalb der zulässigen Maximalwerte laut Gleichung (2.1-1). In dieser Entfernung ist dann auch Näherung (2.1-2) anwendbar (gestrichelte Linien), welche annimmt, dass die Ionenkonzentrationen nun praktisch unabhängig von der exakten Spannung der HGÜ sind und ausschließlich vom Wind bestimmt werden.

Anm.: Näherung (2.1-2) ist generell nur für den Fall $v > 0$ anwendbar, für $v = 0$ ergibt sie in jeder Entfernung $x > 0$ den Wert Null. Ebenfalls nicht sinnvoll anwendbar ist die Näherung für Orte in sehr großer Nähe oder windaufwärts der Leitung, wie Abbildung 2.3-2 zeigt: bei kleinen Werten von x konvergiert Näherung (2.1-2) gegen Unendlich.

Abbildung 2.3-3 zeigt die gemessenen Ionenkonzentrationen als Funktion der Windgeschwindigkeit in einer festen Entfernung von 70 m (schwarze Quadrate), 140 m (rote Dreiecke) und 300 m (blaue Karos). Auch hier wurden zusätzlich die theoretischen Maximalwerte laut vollständiger Gleichung (2.1-1) sowie laut Näherung (2.1-2) dargestellt. Beide ergeben linear ansteigende Geraden; die Differenz zwischen beiden wird praktisch vom Spannungsterm der Gleichung (2.1-1) gebildet. Bei gegebener Spannung von 500 kV ist dieser in einer Entfernung von 70 Metern (schwarz) offenbar noch nicht vernachlässigbar, d.h. Näherung (2.1-2) unterschätzt die Maximalwerte vollständiger Gleichung (2.1-1) noch deutlich, in einem Abstand von 150 (rot) und 300 (blau) Metern hingegen sind die Geraden fast ununterscheidbar.

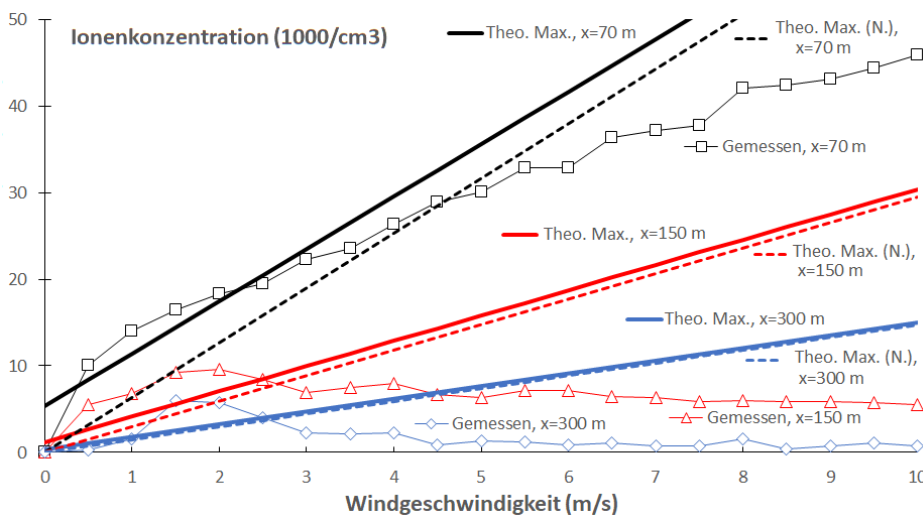


Abbildung 2.3-3: Wie Abbildung 2.3-2, Ionenkonzentration als Funktion der Windgeschwindigkeiten in drei festen Entfernungen: Messwerte und theoretische Maximalwerte.

Bei der Betrachtung der Messwerte als Funktion der Windgeschwindigkeit für feste Entfernungen von der HGÜ ergibt sich ein ähnlicher Befund wie oben bei der Betrachtung der Messwerte als Funktion der Entfernung für feste Windgeschwindigkeiten: Bei niedrigen Geschwindigkeiten unterschätzt Gleichung (2.1-1) die gemessenen Werte. Auch hier ist nicht auszuschließen, dass die wahren Geschwindigkeiten höher waren als am Boden gemessen: In dem Fall würden sich die Messwerte nach rechts verschieben und wären ggf. doch mit den Maximalwertberechnungen vereinbar. Und auch hier kann die spezielle Gestaltung der „Koronaquellen“ eine Rolle spielen.

Bei einer Entfernung von 70 Metern (schwarz) steigen die Messwerte mit wachsender Windgeschwindigkeit (und damit sinkender Zeit, welche die Ionen zur Überwindung der Strecke zwischen Quelle und Messort benötigen) etwa linear an, der Anstieg ist jedoch langsamer als durch Gleichung (2.1-1) erwartet. Eine mögliche Erklärung ist, dass mit wachsender Windgeschwindigkeit auch die Zerstreuung der Ionenwolke durch turbulente Luftbewegungen (welche bei der Herleitung von Gleichung (2.1-1) vernachlässigt wurden)

zunimmt. In einer Entfernung von 150 m (rot) und 300 m (blau) pegelt sich die Ionenkonzentrationen nach einem anfänglichen Maximum (welches auch hier die laut Gleichung (2.1-1) zulässigen Maximalwerte übersteigt) auf einen konstanten Wert bei hohen Windgeschwindigkeiten ein: die Ionenkonzentration hängt augenscheinlich nur noch von der Entfernung zwischen Quelle und Messort ab; in 300 m Entfernung ist die Ionenkonzentration etwa 7-8 mal niedriger als in 150 m Entfernung. Dieser Befund ist nicht einfach zu erklären; normalerweise würde man eher eine Abhängigkeit von der genauen Zeit erwarten, welche zur Überwindung dieser Strecke benötigt wurde. Wesentlich ist hier jedoch, dass die Werte, vom anfänglichen Maximum bei niedrigen Windgeschwindigkeiten abgesehen, stets unterhalb der zulässigen Maxima bleiben.

2.3.7 DALLAIRE & MARUVADA (1987): ± 450 -KV-HGÜ-Testleitung

DALLAIRE & MARUVADA (1987) führten Messungen an einer bipolaren 450-KV-HGÜ-Testleitung auf dem Gelände des Institut de recherche d'Hydro-Québec (IREQ) in Varennes, Québec, Kanada durch. Die Experimente dienten der Planung einer kommerziellen HGÜ-Leitung gleicher Spannung zur Verbindung des Netzes von Hydro-Québec mit dem Netz in New England (äußerster Nordosten der USA). Die Studie bestand aus zwei Teilen: im ersten Teil wurde mit verschiedenen Höhen und Abständen der Strommasten experimentiert. Dies führte zur Festlegung definitiver Werte für die geplante Leitung. Im zweiten Teil wurden genau diese Parameter fest eingestellt, und die Leitung wurde einem Langzeittest unterzogen.

Im ersten Teil wurde konkret mit Leitungshöhen $h=7,5$ m, 12 m und 16 m experimentiert (dies sind jeweils die Mindesthöhen, in welchen sich die durchhängenden Leiter jeweils über dem Erdboden befanden). Die Messungen der Ionenkonzentrationen fanden direkt unter der positiven Leitung statt. Tatsächlich gemessen wurden elektrische Feldstärke und Ionenstrom, die Netto-Ionenkonzentration ergibt sich daraus mittels Gleichung (2.1-7), die Autoren nahmen eine Ionenmobilität von $1,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ für positive Ionen (und $1,7 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ für negative Ionen) an. Aus den Daten wurden Mittelwerte und Standardabweichungen für Schön- und Schlechtwetter ermittelt.

Ziel dieses Reports ist der Vergleich von Extremwerten mit dem theoretischen Maximalwert laut Gleichung (2.1-1). Direkt unter der Leitung ist der theoretische Maximalwert unabhängig von der Windgeschwindigkeit. Als Maximum soll hier die Summe aus Mittelwert und doppelter Standardabweichung angenommen werden. Aus den publizierten Daten ergibt sich somit:

- $h=7.5$ m: Mittel: Schönwetter 93.000 cm^{-3} , Schlechtwetter 193.000 cm^{-3} . Maxima: Schönwetter 278.800 cm^{-3} , Schlechtwetter 396.900 cm^{-3} , Theorie $<442.000 \text{ cm}^{-3}$
- $h=12$ m: Mittel: Schönwetter 87.000 cm^{-3} , Schlechtwetter 112.000 cm^{-3} . Maxima: Schönwetter 184.800 cm^{-3} , Schlechtwetter 189.200 cm^{-3} , Theorie $<173.000 \text{ cm}^{-3}$
- $h=16$ m: Mittel: Schönwetter 21.000 cm^{-3} , Schlechtwetter 42.000 cm^{-3} . Maxima: Schönwetter 90.400 cm^{-3} , Schlechtwetter 101.500 cm^{-3} , Theorie $<97.000 \text{ cm}^{-3}$

Bei Schlechtwetter lagen die Mittelwerte 1,3- bis 2,1-mal so hoch wie bei Schönwetter (und sonst gleichen Parametern). Für die Maxima betrugen die Faktoren nur noch 1,0- bis 1,4. Vergleicht man Mittel und Maxima bei sonst gleichen Parametern miteinander, lagen die Maxima bei Schönwetter um den Faktor 2,1-4,2 über den Mitteln, bei Schlechtwetter nur um den Faktor 1,7-2,4. D.h. bei Schönwetter treten gelegentlich stärkere Abweichungen vom Mittel auf als bei Schlechtwetter, aber bei Schlechtwetter liegen bereits die Mittelwerte höher, und auch die Maxima erreichen deshalb trotzdem höhere Werte.

Die Maxima liegen insgesamt dicht bei dem von Gleichung (2.1-1) stipulierten Maximalwert: Bei einer Leitungshöhe von 12 Metern, und bei Schlechtwetter auch bei einer Leitungshöhe von 16 Metern, überschreiten die Werte den theoretischen Maximalwert um maximal 10%, ansonsten bleiben überhaupt darunter. Da die beobachtete Überschreitung nicht dramatisch ist, kann Gleichung (2.1-1) als bestätigt betrachtet werden.

Abbildung 2.3-4 zeigt die Ergebnisse des zweiten Teils der Studie. Hierbei handelte es sich um einen 1-jährigen Langzeittest, bei einer Mindesthöhe der Leitung von 13 Metern über dem Boden. Die Messungen fanden zu beiden Seiten der Stromtrasse in horizontalen Entfernungen von 24,5, 15 und 0 Metern zum

nächsten Leiter (30, 20,5 und 5,5 m von der Mittellinie der Trasse) sowie genau auf der Mittellinie (und damit 5,5 Meter von jedem Leiter entfernt) statt. Auch hier wurden die Mittelwerte und Standardabweichungen der Ionenkonzentrationen publiziert (auch wieder getrennt nach Schön- und Schlechtwetter, und dazu die Werte des kompletten Jahres).

Abbildung 2.3-4 zeigt die Mittelwerte (Karos) und Maxima (Dreiecke) der gemessenen Netto-Ionenkonzentrationen, getrennt für Schönwetter (grüne offene Symbole) und Schlechtwetter (braune volle Symbole), als Funktion der Entfernung von der Mittellinie (zur besseren Orientierung wurden die Symbole durch Linien verbunden). Die Leiterseile befanden sich jeweils 5,5 Meter beiderseits der Mittellinie in einer Höhe von 13 Metern über dem Boden, die Position ist in Abbildung 2.3-4 markiert. Auch hier wurde als Maximum der Mittelwert plus die doppelte Standardabweichung angenommen (für die Entfernung von 30 Metern von der Mittellinie gaben DALLAIRE & MARUVADA (1987) explizit die 95%-Perzentilen der Ionenkonzentration an, diese lagen bei 42.000 cm^{-3} (positiv) bzw. 30.000 cm^{-3} (negativ). Die Summe aus Mittelwert plus doppelter Standardabweichung ergibt hier 40.000 cm^{-3} (positiv) bzw. 34.000 cm^{-3} (negativ), also ähnliche Werte). Ein entsprechendes Symbol bei jedem Datenpunkt bezeichnet die dominierende Polarität: Auf der negativen Seite der Leitung dominierten wie erwartet negative und auf der positiven Seite, aber auch beim Messpunkt genau auf der Mittellinie, positive Ionen. Der genaue Überschuss der dominierenden über die entgegengesetzte Polarität, und damit die Netto-Ionenkonzentration, hing offenbar vom Wetter ab: Auf der negativen Seite war die Netto-Konzentration bei Schönwetter etwas höher als bei Schlechtwetter, auf der positiven Seite ergab sich das Umgekehrte.

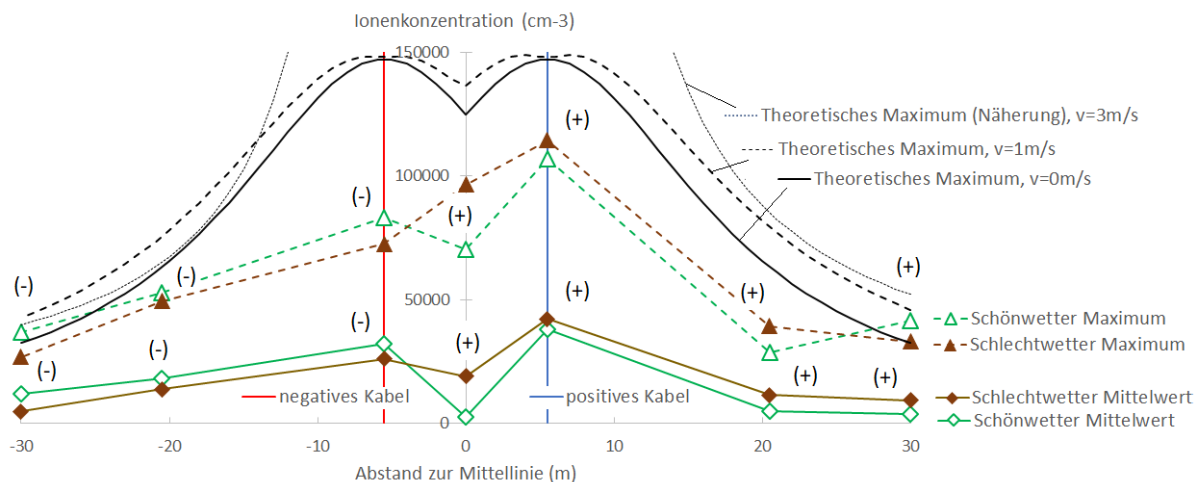


Abbildung 2.3-4: DALLAIRE & MARUVADA (1987), 1-jährige Langzeitmessung, bipolare 450-KV-HGÜ: Mittelwerte und Maxima der Ionenkonzentrationen als Funktion des Abstands von der Leitung, getrennt für Schön- und Schlechtwetter.

Abbildung 2.3-4 zeigt zudem die Maximalwerte gemäß Gleichung (2.1-1) für Windgeschwindigkeiten (rechtwinklig zur Leitung) von 0 und 1 m/s. Die dargestellten Messwerte, auch die „Maxima“ (Mittelwert + doppelte Standardabweichung) sind demnach mit Gleichung (2.1-1) problemlos vereinbar; die genaue Windgeschwindigkeit im Moment des Auftretens der maximalen Ionenkonzentrationen in größeren Entfernungen ist zwar nicht bekannt, es ist aber anzunehmen, dass sie eher hoch war. Ebenfalls dargestellt ist der Maximalwert nach der simplifizierten Gleichung (2.1-2) für eine Windgeschwindigkeit von $v=3 \text{ m/s}$. Für niedrige Windgeschwindigkeiten und in geringen Entfernungen zur Leitung (hier maximal 24,5 Meter vom Leiterseil, das entspricht gerade einmal der doppelten Höhe) liefert diese Gleichung teils zu niedrige Werte und ist deshalb eigentlich nicht anwendbar (für $v=0$ würde sie überhaupt Null ergeben), aber schon bei einer moderaten Geschwindigkeit von 3 m/s ergibt auch diese Gleichung offenbar Maximalwerte, welche durch die Messwerte stets unterschritten werden.

2.3.8 AMANO & SUNAGA (1989): $\pm 650 \text{ kV}$, Shiobara HVDC Test Line

AMANO & SUNAGA (1989) führten Messungen an der Shiobara HVDC Test Line, einer HVDC-Versuchsleitung in Japan, durch. Während der Messungen hatte die Leitung eine Betriebsspannung von 650 kV, also mehr als die US-amerikanische Versuchsleitung, an welcher CARTER & JOHNSON (1988) ihre

Experimente durchführten, siehe Abschnitt 2.3.6, der Betrieb erfolgte allerdings bipolar: In 22 Metern Höhe, und in 22 Metern Entfernung voneinander, verliefen ein negativ polarisiertes Leiterbündel auf der windabwärts gelegenen Nordseite (bei Südwinden um etwa 1-2 m/s) und ein positiv geladenes Bündel auf der windaufwärts gelegenen Südseite. 16 Meter über diesen beiden Seilen verliefen wiederum zwei Leiterbündel, diesmal aber mit umgekehrter Polarität: +650 kV auf der Nordseite, -650 kV auf der Südseite. Da die Polarität von elektrischem Feld und Ionenstrom am Boden primär durch die untersten Leiter bestimmt werden, sollen sich im Folgenden die Begriffe „negativer Leiter“ und „positiver Leiter“ auf die unteren (in 22 Metern Höhe verlaufenden) Leiterbündel beziehen.

Hauptziel der Messungen von AMANO & SUNAGA (1989) war der Test von Abschirmungen. Begründet wurde die Notwendigkeit der Abschirmung mit der Vermeidung unerwünschter biologischer Wirkungen; die Autoren erwähnen explizit leichte Stromschläge, welche Personen erfahren, die mit Schuhen mit isolierenden Sohlen unter einer solchen Leitung hindurchlaufen. Es wurden zwei verschiedene Abschirmungs-Konfigurationen getestet (und beide wiederum mit unterschiedlicher Stärke); diese wurde ausschließlich unter dem negativ polarisierten Leiter auf der windabwärts gelegenen Nordseite angebracht. Die Abschirmung hatte einen deutlich reduzierenden Effekt sowohl auf das elektrische Feld E als auch auf den Netto-Ionenstrom J , im Extremfall lagen die Werte bei nur noch einem Fünftel (J) bzw. einem Viertel (E) des Wertes ohne Abschirmung. Die Netto-Ionenkonzentration n ergibt sich laut Gleichung (2.1-7) gerade aus dem Quotienten von J und E und wird demnach kaum von der Abschirmung beeinflusst (oder anders ausgedrückt: die Reduktion von J ist fast ausschließlich ein Ergebnis der Reduktion von E). Für n ergab sich nur eine moderate Reduktion auf etwa 0,8-mal des Wertes ohne Abschirmung. Für AMANO & SUNAGA (1989) war die Ionenkonzentration überhaupt nicht von Interesse und wurde deshalb in der Arbeit nicht dargestellt; die hier dargestellten Werte wurden aus den publizierten Verläufen von E und J mit Gleichung (2.1-7) berechnet. Da die Abschirmung offenbar nur eine geringe Wirkung auf die Ionenkonzentration hat, und das Ziel dieses Reports zudem in der Validierung einer Methode der Abschätzung maximal möglicher Ionenkonzentrationen besteht, sollen hier auch nur die Werte betrachtet werden, welche sich bei den beiden Referenzmessungen ohne Abschirmung ergaben.

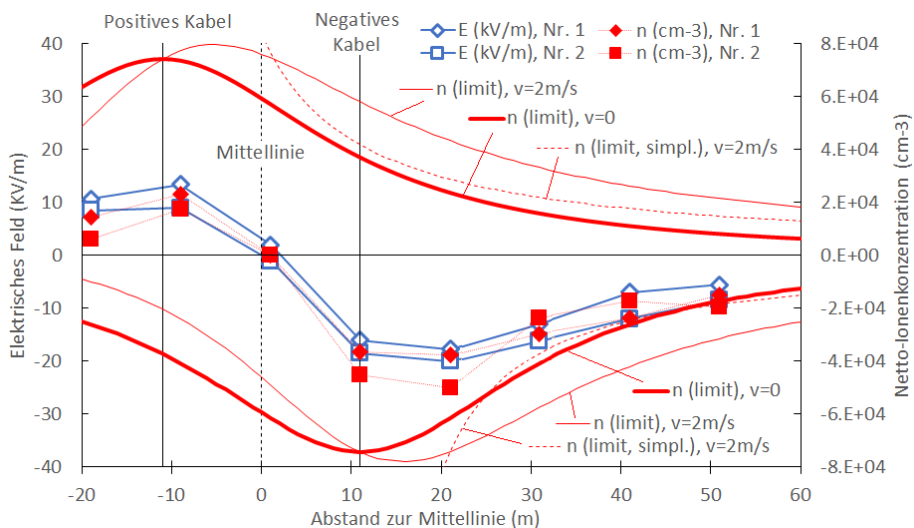


Abbildung 2.3-5: AMANO & SUNAGA (1989). Shiobara HVDC Test Line (±650 kV): Elektrische Felder und Netto-Ionenkonzentrationen für zwei Messungen (Nr. 1 und 2). Dazu theoretische Maximalwerte für die Ionenkonzentration.

Abbildung 2.3-5 zeigt die gemessenen elektrische Felder (blaue Symbole) und Netto-Ionenkonzentrationen (rote Symbole) als Funktion des Abstands zur Mittellinie der Shiobara HVDC Test Line (±650 kV). Das Vorzeichen beider Größen entspricht der Polarität (d.h. dort, wo negative Felder bzw. Ionen dominierten, sind die Werte in Abbildung 2.3-5 negativ). Es wurden zwei Messungen unter Nutzung derselben einstellbaren Parameter durchgeführt (mit Nr. 1 bzw. 2 bezeichnet); der negative Leiter lag bei beiden Messungen windabwärts. Für die Ionenkonzentrationen sind zudem die Maximalwerte laut vollständiger Gleichung (2.1-1) und simplifizierter Gleichung (2.1-2) für beide Polaritäten dargestellt. Die Maximalwerte für die positiven Ionen wurden unter der Annahme berechnet, dass von den 4 tatsächlichen Leitern der

Stromtrasse nur der untere, in 22 Metern Höhe hängende, positive Leiter existiert. Bei der Berechnung des Maximalwerts für die negativen Ionen wurde entsprechend angenommen, dass nur der untere negative Leiter (ebenfalls in 22 Metern Höhe, aber 22 Meter windabwärts vom positiven Leiter) existiert, die Werte für die negative Polarität wurden mit -1 multipliziert (rein mathematisch sind es somit Minimalwerte; es wird erwartet, dass die ebenfalls negativen netto-Konzentrationen diese Werte nicht unterschreiten). Berechnet wurden die Werte für eine Windgeschwindigkeit $v=0$ (nur für Gleichung (2.1-1), dicke rote Linie) und $v=2$ m/s (Gleichung (2.1-1): dünne rote Linie; Näherung (2.1-2): dünne gestrichelte rote Linie; die Näherung ist nur windabwärts der Leitung der jeweiligen Polarität anwendbar).

Gemessen wurde in verschiedenen Abständen zwischen etwa 20 Metern südlich (windaufwärts) bis zu 60 Metern nördlich (windabwärts) der Mittellinie der Testleitung. Sowohl für die elektrische Feldstärke E (etwa 20 kV/m) als auch die Netto-Ionenkonzentration n (50.000 cm^{-3}) ergaben sich maximale Beträge etwa 21 Meter nördlich der Mittellinie und somit 10 Meter nördlich (windabwärts) des nördlichen, negativ geladenen Leiters. Der Netto-Ionenstrom J (nicht dargestellt) ist laut Gleichung (2.1-7) proportional zum Produkt nE und erreichte somit hier ebenfalls ein Maximum von etwa 24 nA/m^2 . Ein niedrigeres Maximum mit entgegengesetzter Polarität ($E=14 \text{ kV/m}$, $n=23.000 \text{ cm}^{-3}$, $J=6 \text{ nA/m}^2$) ergab sich 9 Meter südlich der Mittellinie, somit 2 Meter nördlich (windabwärts) des südlichen, positiven Leiters, aber 20 Meter südlich und somit windaufwärts des negativ geladenen Leiters.

Wie Abbildung 2.3-5 zeigt, liegen die Beträge der gemessenen Ionenkonzentrationen bereits bei der Annahme $v=0$ in Leitungsnähe deutlich innerhalb der Maximalwerte, nur in etwa 50 Metern Entfernung kam es zu einer leichten Überschreitung. Tatsächlich herrschten Windgeschwindigkeiten $v=1-2$ m/s (wobei die nördliche, negative Leitung windabwärts lag), dies erlaubt höhere Maximalwerte. Bei Annahme $v=2$ m/s liegen die Werte auch in Leitungsferne klar innerhalb der zulässigen Extremwerte, zudem liegen die gemessenen Maxima der Beträge der Ionenkonzentration ungefähr in der Entfernung von der Leitung, wo sie von Gleichung (2.1-1) erwartet wurden.

Die Messung fand in maximal 50 Metern horizontalem Abstand vom nächsten Leiter statt, der Übergang von Gleichung (2.1-1) zur simplifizierten Gleichung (2.1-2) ist hier formal noch nicht zulässig – die Höhe des Leiters von 22 Metern kann noch nicht gegenüber der horizontalen Entfernung vernachlässigt werden, und auch der Spannungsterm von Gleichung (2.1-1) ist in dieser kurzen Entfernung noch nicht gegenüber dem Windterm vernachlässigbar. Trotzdem werden, wie Abbildung 2.3-5 zeigt, bei Annahme einer Windgeschwindigkeit $v=2$ m/s selbst die Erwartungen laut Näherung (2.1-2) praktisch überall durch die Messwerte unterschritten (Näherung (2.1-2) ist nur windabwärts der Leitung anwendbar).

2.3.9 CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989): Langzeitmessungen unter einer ± 500 -kV-HGÜ

CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) führten eine Studie zu Langzeitmessungen unter einer kommerziellen bipolaren HGÜ-Leitung durch (± 500 kV Pacific NW/SW Intertie). Dabei handelt es sich um dieselbe Leitung, an welcher auch BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978) ein Jahrzehnt früher ihre Messungen durchführten (siehe Abschnitt 2.3.2), allerdings wurde die Spannung im Jahr 1985 von 400 auf 500 kV erhöht. Die Stromtrasse verlief in Nord-Süd-Richtung; der negative Leiter befand sich auf der Ostseite und der positive Leiter auf der Westseite. Die Leitung am Standort der Messungen verlief in 12,2 m Höhe, die beiden entgegengesetzt polarisierten Leiterseile verliefen in einem Abstand von 11,6 Metern zueinander (d.h. jeweils 5,8 Meter von der Mittellinie). Erfasst wurden nicht nur die Ionenkonzentration, sondern auch die Raumladungsdichte, und darüber hinaus weitere Daten, z.B. elektrisches Feld, Geräusch- und Radiofrequenz-Emissionen und Wetterdaten. Die Datenerfassung fand praktisch kontinuierlich von Dezember 1984 bis Mitte September 1987 statt (also sowohl vor als auch nach der Spannungserhöhung), die Studie von CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) benutzt speziell die kompletten Daten des Jahres 1986, welche damit bei einer Spannung von 500 kV gemessen wurden.

Die Messstationen wurden jeweils zu beiden Seiten der Stromtrasse entlang einer Linie rechtwinklig zur Trasse aufgebaut, und zwar in folgenden Entfernungen zum nächsten Leiterseil (in Klammern ist der Abstand zur Mittellinie der Trasse angegeben):

- 2 m (8 m) und 17 m (23 m): elektrisches Feld, Netto-Ionenstromdichte und Ionenkonzentration (brutto, dominierende Polarität)
- 146 m (152 m): elektrisches Feld und Netto-Raumladung
- 299 m (305 m): elektrisches Feld, Netto-Ionenstromdichte und Netto-Raumladung
- 604 m (610 m), nur positive Seite (Westseite): elektrisches Feld und Netto-Raumladung

Die Autoren stellten die Messwerte graphisch in Form von Wahrscheinlichkeitskurven dar (d.h. die Werte der Messgrößen wurden als Funktion der Wahrscheinlichkeit, mit welcher er im Laufe des Jahres überschritten wurde, gezeigt). Aus dieser Darstellung können beliebige Perzentile abgelesen werden. Für die Auflistung und weitere Auswertung in Tabelle 2.3-2 wurden speziell die Medianwerte (50%-Perzentile), 95%-Perzentile sowie die Maximalwerte (100%-Perzentile) der Ionenkonzentration aus diesen Diagrammdarstellungen extrahiert, hinzu kommt das Perzentil, ab welchem die Ionenkonzentration n den Wert Null übersteigt.

Tabelle 2.3-2: Messungen und Auswertungen der Daten von CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989)

1 Station	2 Perzentile für $n=0$	3 $n \text{ (cm}^{-3}\text{):}$ n_{Median}	4 $n \text{ (cm}^{-3}\text{):}$ $n_{95\%}$ [$n_{theo}, v=0$]	5 $v_{min} \text{ (m/s):}$ Glg. (2.1-1) Glg. (2.1-2)	6 $n \text{ (cm}^{-3}\text{):}$ n_{max} [$n_{theo}, v=0$]	7 $v_{min} \text{ (m/s):}$ Glg. (2.1-1) Glg. (2.1-2)
+2 m (+8 m)	30%	10.000	90.000 [186.000]	0 1	300.000 [186.000]	21 2*
-2 m (-8 m)	15%	25.000	100.000 [186.000]	0 1	260.000 [186.000]	17 2*
+17 m (+23 m)	40%	≈ 0	60.000 [63.000]	0 3	200.000 [63.000]	9 9
-17 m (-23 m)	60%	≈ 0	50.000 [63.000]	0 3	175.000 [63.000]	10 10
+147 m (+152 m)	40%	1.000 (RL)	14.000 (RL) [1.300]	(5) (6)	18.000 (RL) [1.300]	(7) (7)
-147 m (-152 m)	30%	1.500 (RL)	11.000 (RL) [1.300]	(5) (6)	30.000 (RL) [1.300]	(14) (14)
+299 m (+305 m)	40%	500 (RL)	5.000 (RL) [300]	(4) (4)	1.3000 (RL) [300]	(10) (10)
-299 m (-305 m)	30%	1.000 (RL)	6.000 (RL) [300]	(6) (6)	21.000 (RL) [300]	(21) (21)
+604 m (+610 m)	40%	≈ 0 (RL)	2.500 (RL) [80]	(4) (4)	9.000 (RL) [80]	(14) (14)

Die Spalten in Tabelle 2.3-2 haben die folgende Bedeutung:

- Spalte 1: Entfernung der Messstation vom nächsten Leiterseil; das Vorzeichen entspricht der Polarität dieses Leiters (in Klammern: Entfernung zur Mittellinie der Stromtrasse).

- Spalte 2: Kritisches Perzentil, an welchem die gemessenen Ionenkonzentrationen n den Wert Null überstiegen. An den Stationen in 2 und 17 Metern Entfernung zum nächsten Leiter wurde die Brutto-Ionenladungsdichte (Ionenkonzentration) der zum jeweiligen Leiter passenden Polarität gemessen, hier bedeutet ein kritisches Perzentil von z.B. 30%, dass sich die Brutto-Ionenkonzentration der jeweiligen Polarität zu 30% der Zeit praktisch nicht von Null unterschied. Bei den Stationen in 147, 299 und 604 Metern Entfernung wurden Netto-Raumladungen (RL) gemessen, hier bedeutet ein kritisches Perzentil von 30%, dass zu 30% der Zeit die Netto-Raumladung entweder bei null lag (dies kam allerdings kaum vor) oder ein zur Polarität des nächsten Leiters entgegengesetztes Vorzeichen trug.
- Spalte 3: Medianwert der von CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) gemessenen Ionenkonzentrationen bzw. Netto-Raumladung (RL, ab 147 Metern Entfernung).
- Spalte 4: 95%-Perzentil der von CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) gemessenen Ionenkonzentrationen bzw. Netto-Raumladung (RL, ab 147 Metern Entfernung). In eckigen Klammern folgt der theoretische Maximalwert n_{theo} für die Ionenkonzentration n (bei Annahme einer unipolaren Ionenwolke), der sich an der jeweiligen Station aus Gleichung (2.1-1) bei Windgeschwindigkeit $v=0$ ergibt.
- Spalte 5: Windgeschwindigkeit, welche mindestens erforderlich ist, damit das 95%-Perzentil für n mit dem Maximalwert entsprechend Gleichung (2.1-1) bzw. (2.1-2) kompatibel ist. Dort, wo eigentlich Raumladungen (RL) gemessen wurden, erfolgte die Berechnung dieser Mindest-Windgeschwindigkeit unter der Annahme, dass die Raumladung komplett aus Ionen aufgebaut war (deshalb wurden die Werte in Klammer gesetzt; falls auch geladene Partikel signifikant zur Raumladung beitrugen, hätte eine niedrigere Windgeschwindigkeit für die Kompatibilität der Messwerte mit Gleichung (2.1-1) bzw. (2.1-2) genügt).
- Spalte 6 und 7: Wie Spalte 4 und 5 für das Maximum der von CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) gemessenen Ionenkonzentrationen. In Spalte 6 wurde der Maximalwert n_{theo} aus Spalte 4 wiederholt (in eckigen Klammern). *in sehr geringen Entfernungen zur Leitung liefert Näherung (2.1-2) aufgrund der Vernachlässigung der Leitungshöhe unrealistisch hohe maximal zulässige Ionenkonzentrationen, deshalb ergeben sich hier rechnerisch sehr niedrige Minimalgeschwindigkeiten.

Die 95%-Perzentile und die Maximalwerte können nun mit den Erwartungen nach Gleichung (2.1-1) und (2.1-2) verglichen werden. Laut beiden Gleichungen ist die maximal zulässige Ionenkonzentration in einer festen Entfernung windabwärts der Leitung umso höher, je höher die Windgeschwindigkeit v ist. Unterschreitet die gemessene Ionenkonzentration den Wert, welcher sich mit Gleichung (2.1-1) für $v=0$, ergibt, ist die gemessene Konzentration somit in jedem Fall mit dem durch Gleichung (2.1-1) gesetzten Maximalwert kompatibel, selbst wenn die genaue Windgeschwindigkeit nicht bekannt ist (unter der Voraussetzung, dass sich die Messstation windabwärts der Leitung befindet). Liegt die gemessene Ionenkonzentration hingegen über dem sich mit Gleichung (2.1-1) für $v=0$ ergebenden Wert, hängt es von der genauen Windgeschwindigkeit ab, ob der Wert trotzdem mit Gleichung (2.1-1) kompatibel ist.

In den Spalten 4 und 6 wurde zum Vergleich der Maximalwert laut Gleichung (2.1-1) für $v=0$ hinzugefügt (in eckigen Klammern). Für die Stationen in 17 Metern Entfernung von der nächsten Leitung liegt der theoretische Maximalwert leicht und für die Station in 2 Meter Entfernung sogar deutlich über dem 95%-Perzentil. D.h. die minimal notwendige Windgeschwindigkeit zur Kompatibilität mit dem 95%-Perzentil ist hier ganz klar Null, Kompatibilität ist somit gegeben (Spalte 5). Nur in weniger als 5% der Fälle traten demnach an der jeweiligen Messstation höhere Werte auf, welche dann zum Teil auch den theoretischen Maximalwert für $v=0$ überschritten, dann aber eventuell durch entsprechend hohe Windgeschwindigkeiten erklärbar sind. Die an den Stationen gemessenen maximalen Ionenkonzentrationen sind ebenfalls dargestellt (Spalte 6), diese würden an den 17-Meter-Stationen Windgeschwindigkeiten von mindestens 9 bzw. 10 m/s, an der 2-Meter-Station sogar von 17 bzw. 21 m/s erfordern, um noch mit Gleichung (2.1-1) kompatibel zu sein (Spalte 7). Es liegen keine Informationen, vor, wie hoch die Windgeschwindigkeit im Moment des Erreichens dieser Maxima tatsächlich war. In jedem Fall traten derartige Spitzenwerte jedoch sehr selten auf, d.h. die Gültigkeit der durch Gleichung (2.1-1) stipulierten Maximalwerte kann insgesamt als bestätigt betrachtet werden.

Gleichung (2.1-2) stellt eine simplifizierte Form von Gleichung (2.1-1) dar, sie liefert bei zu niedrigen Windgeschwindigkeiten oder in großer Nähe zur Leitung (Ausnahme: siehe nächster Abschnitt) jedoch aufgrund der Vernachlässigung des Spannungsterms zu niedrige Maximalwerte, bzw. es ergeben sich bei Umkehrung der Gleichung (Berechnung der Mindest-Windgeschwindigkeit, mit welcher die gemessene Ionenkonzentration kompatibel wäre) höhere Mindest-Windgeschwindigkeiten als eigentlich erforderlich. Mit Näherung (2.1-2) ergeben sich stets von Null verschiedene Mindestgeschwindigkeiten (Spalte 5), zum Beispiel ergibt Näherung (2.1-2) für die 95%-Perzentile, gemessen in 17 Meter Entfernung, eine Mindest-Windgeschwindigkeit v von 3 m/s, während die stringenter Gleichung (2.1-1) auch bereits bei $v=0$ Kompatibilität ergibt.

In unmittelbarer Nähe oder direkt unter der Leitung liefert Gleichung (2.1-2) aufgrund der Vernachlässigung der Höhe der Leitung dann allerdings wiederum wesentlich zu hohe maximal mögliche Ionenkonzentrationen, bzw. es ergeben sich bei Umkehrung unrealistisch niedrige Mindestgeschwindigkeiten: in Spalte 7 sind die zu den gemessenen (sehr selten auftretenden) Maxima passenden Mindest-Windgeschwindigkeit gelistet; in 2 Meter Entfernung erfordert Gleichung (2.1-1) mindestens 17 m/s (negativ) bzw. 21 m/s, während laut Näherung (2.1-2) 2 m/s genügen würden; dies bedeutet, dass die Näherung hier nicht anwendbar ist.

Bei den Stationen in 147, 299 und 604 Metern Entfernung vom nächsten Leiterseil ergibt Gleichung (2.1-1) bei Windgeschwindigkeit $v=0$ nur noch sehr niedrige Werte, d.h. in diesen Entfernungen können höhere Ionenkonzentration nur dann auftreten, wenn sie durch den Wind dorthin transportiert werden. In dieser Entfernung von der Leitung unterscheiden sich die Ergebnisse von Gleichung (2.1-1) und Näherung (2.1-2) bei höheren Windgeschwindigkeiten kaum noch. Die ermittelten 95%-Perzentilen wären, sofern es sich um reine Cluster-Ionen-Konzentrationen handeln würde, kompatibel mit Windgeschwindigkeiten größer als, je nach Station, 4-6 m/s (Spalte 5). Für volle Kompatibilität mit den ermittelten 95%-Perzentilen müssten diese Geschwindigkeiten somit zu mindestens 5% aller Zeitpunkte überstiegen worden sein. Dies erscheint plausibel. Zudem wurde an diesen Stationen nicht die Cluster-Ionen-Konzentrationen, sondern die Netto-Raumladungen gemessen, d.h. die Netto-Konzentration aller Elementarladung in einem Luftpaket. Hierzu tragen auch die Partikel bei, an welche sich ein Teil der an der Hochspanungsleitung emittierten Ionen mittlerweile angelagert hat. Die Netto-Konzentration nur der Cluster-Ionen sollte damit niedriger gewesen sein als die komplette Netto-Raumladung, die Mindest-Windgeschwindigkeit zum Erreichen der Kompatibilität wäre somit ebenfalls niedriger (deshalb wurden die ermittelten Minimalgeschwindigkeiten in Tabelle 2.3-2 in Klammern gesetzt).

Im Prinzip lässt sich Gleichung (2.1-1) auch zur Berechnung eines Maximalwerts für die komplette Netto-Raumladung anwenden. Allerdings müsste die Ionenmobilität μ in dieser Gleichung (welche hier stets als identisch zur Mobilität der Cluster-Ionen der jeweiligen Polarität angenommen wurde) durch eine äquivalente Mobilität für die vorliegende Partikelerteilung ersetzt werden. Diese ist von der hier nicht gemessenen Partikelgrößenerteilung sowie der Ladungsverteilung über die Partikel abhängig, und somit nicht bekannt oder sinnvoll abschätzbar. Sie wäre aber in jedem Fall niedriger als die Mobilität der Cluster-Ionen (denn Partikel sind wesentlich immobilere als Cluster-Ionen, siehe Abschnitt 1.3.2 für ein Beispiel), d.h. Gleichung (2.1-1) würde höhere Maximalwerte der Netto-Ladungskonzentration zulassen als sie sich unter der Annahme einer nur von Cluster-Ionen gebildeten Raumladung ergeben. Im Umkehrschluss wären auch die gemessenen Netto-Raumladungen bereits mit niedrigeren Windgeschwindigkeiten kompatibel als in Tabelle 2.3-2 gelistet.

Tabelle 2.3-2 Spalte 2 listet die kritischen Perzentile, bei welcher die ermittelte Ionenkonzentrationen bzw. Raumladung den Wert Null erstmals klar übersteigt. Auf der positiven Seite wurden somit an der Station in 2 Metern Entfernung zu 30% und in 17 Metern Entfernung sogar zu 40% aller Zeitpunkte praktisch keine positiven Ionen beobachtet. Dies bedeutet entweder, dass zu diesen Zeitpunkten keine Korona-Ionen emittiert wurden, oder dass die Station sich in dem Moment windaufwärts der Trasse befand und der Wind stark genug war, um ein Vordringen der Ionen bis zur Station praktisch zu verhindern. Auf der negativen Seite traten Koronas einerseits häufiger auf, andererseits verhinderten die Windverhältnisse jedoch offenbar häufiger eine effektive Ausbreitung: in 2 Metern Entfernung wurden nur zu 15% aller Zeitpunkte,

in 17 Metern Entfernung dann wiederum sogar zu 60% aller Zeitpunkte keine negativen Ionen beobachtet. Bei den Messungen in größerer Entfernung lag das kritische Perzentil je nach Station bei 30-40%. Hier wurden allerdings Netto-Raumladungen gemessen, d.h. zu 30-40% der Zeitpunkte traten Raumladungen mit entgegengesetzter Polarität auf (auf der positiven Seite der Stromtrasse überwogen negative Raumladungen oder umgekehrt). Die Absolutwerte der Raumladungen blieben in solchen Fällen niedrig, aber dennoch verschieden von Null; Netto-Raumladungen von praktisch null waren sehr selten. Entweder waren diese entgegengesetzten Netto-Raumladungen bereits in der Hintergrundluft vorhanden (die Messungen, aus welchen die Perzentilen bestimmt wurden, umfassten auch Momente, in welchen sich die betreffende Station windaufwärts der Trasse befand; in der Hintergrundluft können sowohl positive als auch negative Ladungen dominiert haben) oder die Korona-Emissionen am windaufwärts gelegenen Leiter (von der Mittellinie der Trasse gesehen) waren so stark, dass die hier emittierten Ionen auch windabwärts der Trasse dominierten.

Tabelle 2.3-2 Spalte 3 listet die Medianwerte; an den näher gelegenen Stationen handelt es sich auch hier um die Brutto-Konzentration der Ionen der Polarität des nächstgelegenen Leiterseils, an den weiter entfernt gelegenen Stationen um die Netto-Raumladung. D.h. im ersten Fall würde ein Medianwert von Null bedeuten, dass bei der Hälfte aller Messungen praktisch keine Ionen der jeweiligen Polarität gemessen wurden, in letztem Fall, dass bei praktisch der Hälfte aller Messungen die Netto-Ionenkonzentration ein entgegengesetztes Vorzeichen zur Polarität des nächstgelegenen Leiters hatte (denn Netto-Raumladungen von Null kamen kaum vor. Die Absolutwerte waren jedoch in jedem Fall niedrig, wenn eine Raumladung mit entgegengesetztem Vorzeichen auftrat). Die Werte lagen maximal bei etwa einem Viertel des 95%-Perzentils an derselben Station, an den meisten Stationen jedoch deutlich darunter. Auch hier spielt die genaue Windverteilung eine Rolle: wenn die Station überwiegend windaufwärts lag, ergeben sich entsprechend niedrige Medianwerte.

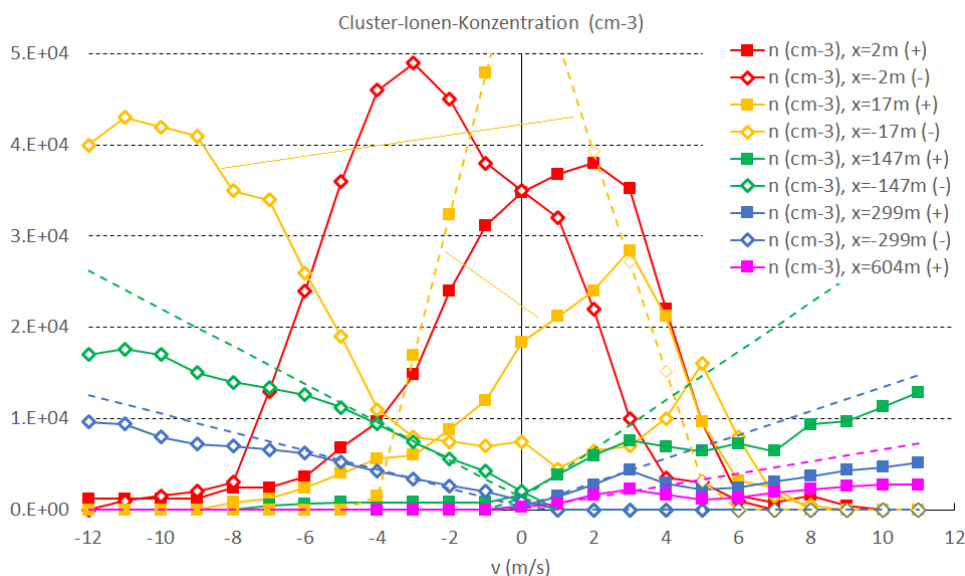


Abbildung 2.3-6: CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989), ± 500 kV Pacific NW/SW Intertie: Gemessene Ionenkonzentrationen windauf- und windabwärts als Funktion der Windgeschwindigkeit. Dazu theoretische Maximalwerte (gestrichelte Linien in jeweils derselben Farbe).

Abbildung 2.3-6 zeigt die von CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) an den einzelnen Stationen gemessenen Ionenkonzentrationen als Funktion der Windgeschwindigkeit v rechtwinklig zur Stromtrasse. Hier handelt es sich nicht um die Extremwerte, 95%-Perzentile o.ä., sondern um die Mittelwerte (innerhalb von Geschwindigkeitsintervallen von 1 m/s). Die Symbole (welche zur besseren Orientierung durch Linien verbunden wurden) stehen für Messungen in verschiedenen Abständen x , vom nächstgelegenen Leiter gerechnet. $x > 1$ (volle Quadrate) steht für die Messstationen auf der positiven Seite der Stromtrasse, hier wurde die Konzentration positiver Ionen gemessen. $x < 1$ (offene Quadrate) steht entsprechend für die Stationen auf der negativen Seite; hier erfolgte eine Messung der Konzentration negativer Ionen). Bei

positiven Werten für die Windgeschwindigkeit v (auf der Abszissenachse) befand sich die positive Seite der Trasse windabwärts und die negative Seite windaufwärts, bei negativen Werten für v gilt das Umgekehrte.

Die gestrichelten Linien in Abbildung 2.3-6 stehen für die zulässigen Maximalwerte nach Gleichung (2.1-1). Bei Windstille, oder wenn die Messstation windaufwärts der Leitung liegt, liegen diese Maximalwerte in größerer Leitungsentfernung erwartungsgemäß bei praktisch Null oder überhaupt Null (rein mathematisch würden sich mit Gleichung (2.1-1) ab einer bestimmten Entfernung windaufwärts der Leitung negative Maximalwerte ergeben, physikalisch kann die Ionenkonzentration aber nicht kleiner als Null werden). Liegt die Station windabwärts, würde der Maximalwert laut Gleichung (2.1-1) hingegen mit wachsendem v unbegrenzt linear ansteigen. Genau dieses Bild ergibt sich laut Abbildung 2.3-6 aus den Messwerten in großer horizontaler Entfernung vom nächstgelegenen Leiter (147 m oder mehr), wobei die Messwerte mit zunehmender Windgeschwindigkeit etwas langsamer ansteigen als die zulässigen Maximalwerte laut Gleichung (2.1-1). Die Maximalwerte laut Näherung (2.1-2) wurden in Abbildung 2.3-6 aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt: sie lägen bei den Stationen in größerer Entfernung von der Leitung nur geringfügig unter den Werten für Gleichung (2.1-1), in Leitungsnähe hingegen ist die Näherung nicht zulässig. Unter oder windaufwärts der Leitung ist die Näherung ohnehin nicht anwendbar.

In geringer Entfernung von der Leitung würde Gleichung (2.1-1) ebenfalls einen unbegrenzten linearen und zudem sehr steilen Anstieg der Maximalwerte für die Ionenkonzentration n mit wachsendem v erwarten. Der Anstieg beginnt allerdings nicht, wie in Leitungsferne, nahe am Koordinatenursprung, denn aufgrund der elektrischen Felder können die an der Leitung emittierten Ionen sich auch bis in gewisse Entfernungen gegen den Wind bewegen (abhängig von der Windgeschwindigkeit). Für eine Entfernung $x=17$ m windaufwärts der Leitung ergibt Gleichung (2.1-1) erst dann den Wert $n=0$, wenn die Windgeschwindigkeit v mindestens etwa 5-6 m/s beträgt (für die Stationen in 17 m Entfernung (ockerfarbig) ist in Abbildung 2.3-6 durch Linien angedeutet, welcher theoretische Maximalwert zu welcher Polarität gehört). Für eine Entfernung $x=2$ m liegen die zulässigen Maximalwerte der Ionenkonzentration sogar deutlich außerhalb des Darstellungsbereichs von Abbildung 2.3-6 (und sind deshalb nicht dargestellt): bei $v=0$ ergibt sich für beide Polaritäten eine maximal zulässige Ionenkonzentration $n=1,9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $n=0$ wird erst bei $v=-33$ m/s (positive Ionen) bzw. 42 m/s (negative Ionen) erreicht, d.h. erst bei derart hohen Windgeschwindigkeiten kann ein Messort 2 Meter windaufwärts der Leitung laut Gleichung (2.1-1) durch die Ionen nicht mehr erreicht werden.

Die in Abbildung 2.3-6 gezeigten gemessenen Ionenkonzentrationen liefern in Leitungsnähe aber ein anderes Bild als von Gleichung (2.1-1) erwartet. Generell zeigt sich bei den leitungsnahen Messstationen ein deutliches Maximum windabwärts der Leitung. Für $x=2$ m betrug es 38.000 cm^{-3} auf der positiven und 49.000 cm^{-3} auf der negativen Seite der Trasse und trat jeweils bei einer Windgeschwindigkeit v von etwa 2-3 m/s in die jeweilige Richtung ein. Für $x=17$ m ergab sich ein Maximum von etwa 38.000 cm^{-3} auf der positiven Seite bei $v=3$ m/s, während das Maximum auf der negativen Seite erst bei $v=11$ m/s eintrat, aber etwa 43.000 cm^{-3} betrug (wobei hier Messwerte nur bis $v=12$ m/s vorlagen, d.h. es ist möglich, dass das tatsächliche absolute Maximum erst bei noch höheren Windgeschwindigkeiten eintritt). Diese Asymmetrie zugunsten der negativen Seite, was die Ionenkonzentration betrifft, ist auch bei den leitungsfernen Stationen zu beobachten, wenn auch in abgeschwächter Form.

Die Tatsache, dass die gemessenen Ionenkonzentrationen im Nahbereich völlig anders verlaufen als von Gleichung (2.1-1) erwartet, stellt allerdings keine grundsätzliche Einschränkung der Gültigkeit von Gleichung (2.1-1) dar: diese beansprucht lediglich, einen Maximalwert der Ionenkonzentration zu liefern, und die gemessenen Werte lagen windabwärts der Leitung stets deutlich darunter. Windaufwärts der Leitung wurde der Maximalwert teilweise leicht überschritten; so ergibt sich insbesondere bei $x=-17$ m ein Maximum bei $v=5$ m/s (d.h. die Station lag in dem Moment 17 Meter windaufwärts der nächstgelegenen, hier negativ polarisierten Leitung). Die Ursache dafür ist unklar, die Ionen entstammen ggf. einer anderen Quelle als der Leitung.

Der Grund, warum der Verlauf der Ionenkonzentrationen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit in Leitungsnähe nicht dem von Gleichung (2.1-1) erwarteten Verlauf entspricht, ist folgender: Die Herleitung von Gleichung (2.1-1), welche einen Maximalwert liefern soll, beruht auf der Annahme, dass sich die an der

Leitung emittierten Ionenpakete auf kürzestem Weg entlang gerader Linien von der Quelle zum Messort bewegen (siehe die Herleitung im Anhang 8.1). Bei hoher Windgeschwindigkeit ist dies aber offenbar nicht möglich; die Ionen müssen einen längeren Weg zurücklegen (mit dem elektrischen Feld windaufwärts und dann mit dem Wind wieder windabwärts), um einen Messort in unmittelbarer Leitungsnähe oder windaufwärts davon zu erreichen. Je länger der Weg und damit die Zeit, umso mehr expandiert das Ionenpaket entlang des Weges und umso niedriger ist die finale Konzentration des Ionenpakets am Messort. Deshalb überschätzt Gleichung (2.1-1) die in unmittelbarer Leitungsnähe erreichbaren Ionenkonzentrationen bei hoher Windgeschwindigkeit dramatisch. Auch für die weiter windabwärts gelegenen Stationen ist anzunehmen, dass die Ionenkonzentration ab einer bestimmten Windgeschwindigkeit außerhalb des Darstellungsbereichs von Abbildung 2.3-6 nicht weiter ansteigt oder sogar wieder abnimmt; hier vor allem deshalb, weil mit wachsender Windgeschwindigkeit auch turbulenter Luftaustausch zunimmt, welcher von Gleichung (2.1-1) ebenfalls nicht berücksichtigt wird. Siehe zum Vergleich die Messungen von CARTER & JOHNSON (1988), Abbildung 2.3-3 im Abschnitt 2.3.6.

Weitere Aspekte der Studie von CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) haben zwar keinen Bezug zur Kompatibilität der Ionenkonzentration mit Gleichungen (2.1-1), aber sind trotzdem bemerkenswert: Bei den Messungen der elektrischen Feldstärke E sowie der Ionenstromdichte J ergab sich ein, theoretisch nicht erwartetes, starkes Ungleichgewicht zwischen den beiden Polaritäten (als theoretische Referenz zitierten die Autoren das „Transmission Line Reference Book – HVDC to ± 600 kV“, Electric Power Research Institute, Palo Alto, CA 1977). Bei den Messstationen in 17, 147 und 299 Metern horizontaler Entfernung vom nächsten Leiterseil ergaben sich auf der negativen Seite (Ostseite) der Stromtrasse typischerweise um den Faktor 2-3 höhere Werte. CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) bemerkten, dass sich dieses Ungleichgewicht auch bereits bei den Messungen von BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978) an derselben Leitung ein Jahrzehnt zuvor gezeigt hatte (siehe Abschnitt 2.3.2), da die Messung jedoch nur einen Tag dauerte, wurde dem damals wenig Bedeutung beigemessen. CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) betrachteten die Ursache als ungeklärt: bei Messungen an Test-Leitungen hatte sich bis dahin, wenn überhaupt, eher ein Ungleichgewicht zugunsten der positiven Seite ergeben. CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) wiesen darauf hin, dass kommerzielle Leitungen eine viel höhere Stromstärke tragen als Testleitungen, die damit verbundene Wärmentwicklung kann ggf. die Korona-Emissionen beeinflussen. Auch die Höhe des Mess-Ortes (hier: 1.100 Meter über NN) spielt ggf. eine Rolle.

Bei den Stationen in 2 und 17 Metern horizontaler Entfernung vom nächsten Leiterseil ermittelten die Autoren die Ionenkonzentration mittels zwei verschiedener Methoden: einmal durch eine direkte Messung (bei den Werten in Tabelle 2.3-2 handelt es sich um diese Werte), einmal mit Gleichung (2.1-7) aus dem Quotienten aus Ionenstromdichte J und elektrischer Feldstärke E (die im vorigen Abschnitt erwähnten Ungleichgewichte für J und E zwischen beiden Polaritäten heben sich somit mathematisch weitestgehend auf. Oder anders ausgedrückt: das Ungleichgewicht der Ionenstromdichte J wird komplett durch ein Ungleichgewicht der elektrischen Feldstärke E verursacht). Für die Ionenmobilität wurden in Gleichung (2.1-7) Werte von $1,8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (negativ) bzw. $1,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (positiv) angesetzt. Die direkte Messung der Ionenkonzentration liefert eine Brutto-, die indirekte Berechnung eine Nettokonzentration, die Unterschiede sollten jedoch in einer stark einseitig polarisierten Ionenumgebung gering sein. Die indirekt ermittelten Ionenkonzentrationen lagen um etwa 30-50% höher als die direkt gemessenen Werte, mit Ausnahme der 17-Meter-Station auf der positiven Seite, hier lagen die direkt gemessenen Werte teilweise um bis zu einen Faktor 2 höher. Die Autoren betrachteten die Unterschiede zwischen den direkt und indirekt ermittelten Ionenkonzentrationen als ein *fairly good agreement* und bemerkten, dass sich die Übereinstimmung verbessern würde (von der Anomalie an der positiven 17-Meter-Station abgesehen, welche sich dann sogar verstärken würde), wenn man in Gleichung (2.1-7) höhere Ionenmobilitäten einsetzen würde. Direkte Messungen der Ionenmobilität erfolgten hier nicht, derartige Messungen in anderen Studien ergaben divergierende Ergebnisse. Bei der Studie von SUDA & SUNAGA (1990a) windabwärts einer 750-kV-HGÜ ergaben sich Ionenmobilitäten von im Mittel nur $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (negativ) bzw. $1,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (positiv), siehe Abschnitt 2.3.11, also noch weniger als von CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) angenommen. Messungen von WRIGHT et al. (2014b) windauf- und windabwärts von mehreren Wechselspannungsleitungen ergaben hingegen windabwärts der Leitungen im Mittel

$2,0 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (negativ) bzw. $1,8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$, also hohe Werte, wobei die Verteilungen der Mobilitäten und damit auch die Mittelwerte von Leitung zu Leitung stark variierten.

An den 299-Meter-Stationen wurden ebenfalls E und J gemessen, anstelle der Ionenkonzentration wurde hier jedoch die Raumladung gemessen. D.h. hier hätte man zwar keinen Vergleich zwischen direkt und indirekt ermittelten Ionenkonzentrationen vornehmen können, aber eine Subtraktion der indirekt ermittelten Ionenkonzentration von der gemessenen Raumladung würde immerhin die Konzentration der von Partikeln getragenen Ladungen ergeben. Diese wäre dann aber entsprechend auch eher ungenau. Die Autoren selbst nahmen diese Berechnung jedoch nicht vor und die veröffentlichten Daten erlauben keine tiefergehende quantitative Analyse.

CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989) ermittelten auch die durchschnittlichen Werte für Ionenkonzentration, elektrische Feldstärke und Ionenstromdichte an den beiden der Leitung am nächsten gelegenen Stationen für verschiedene Wetterlagen: Schönwetter, Regen, Schnee und Eisnebel. Hier ergab sich jedoch kein konsistentes Bild der Form, dass bei bestimmten Wetterlagen die Werte an allen Stationen über oder unter den Durchschnittswerten gelegen hätten; vermutlich spielen die typischen Windrichtungen und -geschwindigkeiten bei den jeweiligen Wetterlagen eine Rolle. Einen deutlichen Einfluss hatten die Wetterlagen allerdings auf die relativen Verhältnisse der Werte für die positive und negative Polarität in derselben Entfernung. Die mittleren Ionenkonzentrationen für jede Wetterlage waren in allen Fällen mit Gleichung (2.1-1) kompatibel, auch wenn als Windgeschwindigkeit $v=0$ angenommen wurde (die Messungen sind in Tabelle 9.1-7 im Abschnitt 9.1.3 gelistet).

2.3.10 JOHNSON (1990): Grad der Korona-Sättigung

JOHNSON (1990) präsentierte eine semi-empirische Methode zur theoretischen Vorhersage von elektrischem Feld, Ionenstromdichte und Ionenkonzentration unter monopolen oder bipolaren HGÜ bei verschiedenen Wetterlagen und Leitungs-Konfigurationen. Die Methode wurde vom *High Voltage Transmission Research Center* (HVTRC) entwickelt und als „Grad der Korona-Sättigung“ (*Degree of Corona Saturation*) bezeichnet. Die Methode liefert dabei die Werte von elektrischer Feldstärke und Ionenstromdichte in unmittelbarer Leitungsnähe am Boden (jedoch nicht in beliebiger Entfernung). Hintergrund ist, dass diese beiden Werte regulatorischen Grenzwerten unterliegen, welche am Boden nicht überschritten werden dürfen. JOHNSON (1990) präsentierte die sich rechnerisch ergebenden Werte für mehrere nordamerikanische kommerzielle HGÜ, innerhalb der Studie erfolgte jedoch keine Validierung durch Vergleich mit Messwerten von diesen Leitungen.

Die semi-empirische Methode beinhaltet 4 Schritte:

1. Berechnung von E_0 , dem elektrischen Feld am Boden unter Korona-freien Bedingungen. Hierfür existieren Gleichungen sowohl für bipolare als auch für monopole Gleichstromleitungen. Parameter der Gleichung sind die Leitungsspannung, die horizontale Entfernung von der Stromtrasse, die Höhe der Leitung über dem Boden, der Durchmesser der Leiterseile (bzw. der Äquivalenzdurchmesser, bei Verwendung von Leiterbündeln, hierfür besteht eine eigene Gleichung) und bei bipolaren Stromtrassen zudem der Abstand zwischen den entgegengesetzt polarisierten Leitern bzw. Leiterbündeln.
2. Ermittlung von E_s und J_s , der elektrischer Feldstärke und der Ionenstromdichte am Boden unter gesättigten Korona-Bedingungen. Hierfür bestehen empirisch gewonnene Gleichungen (s.u.), diese geben die Werte in unmittelbarer Leitungsnähe am Boden wieder. Alternativ können E_s und J_s auch im Labor in maßstäblichen Modellen gewonnen werden; JOHNSON (1990) diskutiert die Faktoren zur Skalierung der Messwerte auf die realen Leitungsparameter.
3. Berechnung des Grads der Korona-Sättigung S : Dieser liegt zwischen Null und Eins. S wird mittels der Beziehung

$$S = 1 - e^{-K(G-G_0)} \quad (2.3-1)$$

berechnet (wobei die Differenz aus G und G_0 nicht kleiner als Null werden kann). G , gemessen in kV/cm, ist der sogenannte Oberflächen-Gradient des Leiters (*conductor surface gradient*). Der Wert von G ist spezifisch für die jeweilige Stromleitung, er hängt u.a. von der Oberflächenbeschaffenheit des Leiters

ab (MARUVADA et al. 1981a; 1981b; MARUVADA 2012), und auch das Alter des Leiters spielt eine Rolle (SUDA, HIRAYAMA & SUNAGA 1988). JOHNSON (1990) gibt das „Transmission Line Reference Book – 345 kV and Above“ des Electric Power Research Institutes (Palo Alto, 1982) als Referenz an. K und G_0 sind empirisch gewonnene Parameter, hier listet JOHNSON (1990) spezifische Werte für verschiedene Wetterlagen - Schönwetter im Frühling, Sommer und Herbst sowie Nebel, Regen und Schnee - und hier wiederum getrennt für beide Polaritäten und für das 50%- und das 95%-Perzentil, also zur Berechnung des Medianwerts sowie des Extremwerts des Sättigungsgrads.

4. Berechnung der Erwartungswerte für das elektrische Feld E und die Ionenstromdichte J mittels der Beziehungen

$$E = E_0 + S(E_s - E_0) \quad (2.3-2)$$

und

$$J = SJ_s \quad (2.3-3)$$

Die Netto-Ionenkonzentration n folgt aus beiden Werten mittels Gleichung (2.1-7).

Von einem Zustand der Korona-Sättigung spricht man dann, wenn der physikalisch maximal mögliche Ionenstrom aus der Leitung abfließt; dieser ist dann erreicht, wenn der Ionenstrom dem Quotienten U/R (Ohmsches Gesetz) entspricht, mit U der Leitungsspannung und R dem elektrischen Widerstand entlang der von den Ionen zurückgelegten Strecke zwischen Leitung und Erde (d.h. es besteht kein Übergangswiderstand zwischen Leitung und Luft). 100%ig wird dieser Zustand nie erreicht, er kann jedoch experimentell stark angenähert werden: entweder unter Verwendung von Leitern mit möglichst kleinem Durchmesser oder durch anderweitige Manipulationen (z. B. scharfe Kanten). Auch bei bestimmten Wetterlagen kann ein Sättigungsgrad S nahe 1 erreicht werden, etwa bei hoher Luftfeuchtigkeit und auch bei Insektenbefall.

Empirisch ergaben sich bei derartigen Experimenten die folgenden Beziehungen; E_s und J_s sind die bei einem Sättigungsgrad $S=1$ erreichten Maximalwerte des elektrischen Feldes sowie der Ionenstromdichte in Leitungsnähe am Boden:

$$E_s = 1,31 \left(1 - e^{-1,7 \frac{p}{h}}\right) \frac{U}{h} \quad (2.3-4)$$

$$J_s = 1,62 \mu \epsilon_0 \left(1 - e^{-0,7 \frac{p}{h}}\right) \frac{U^2}{h^3} \quad (2.3-5)$$

Hierbei sind μ die Ionenmobilität, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante ($8,854 \cdot 10^{-12} \text{ AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$), U die Leitungsspannung, p der Abstand zwischen beiden entgegengesetzt polarisierten Leitern (*pole spacing*) und h die Höhe der Leitung über dem Erdboden. Mit Gleichung (2.1-7) ergibt sich n_s , die Netto-Ionenkonzentration am Erdboden unter der Leitung:

$$n_s = 1,24 \frac{\epsilon_0 \left(1 - e^{-0,7 \frac{p}{h}}\right) U}{e \left(1 - e^{-1,7 \frac{p}{h}}\right) h^2} \quad (2.3-6)$$

e ist die Elementarladung ($1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$). Gleichung (2.3-6) kann nun mit Gleichung (2.1-1), dem von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) entwickelten Maximalwert für die Netto-Ionenkonzentration in einer beliebigen Entfernung windabwärts einer monopolen Leitung, verglichen werden. $n_{\text{Limit},0}$ sei das Ergebnis von Gleichung (2.1-1) im Spezialfall $x=0$, also direkt unter der Leitung. Gleichung (2.3-6) gilt ebenfalls nur in Leitungsnähe (die Gleichungen (2.3-4) und (2.3-5), aus welchen sie hervorging, wurden empirisch für den Ort entwickelt, an welchem elektrisches Feld und Ionenstromdichte ihren Maximalwert erreichten). Es ergibt sich

$$\frac{n_s}{n_{Limit,0}} = 1,24 \frac{\left(1 - e^{-0,7 \frac{p}{h}}\right)}{\left(1 - e^{-1,7 \frac{p}{h}}\right)} \quad (2.3-7)$$

Bei den von JOHNSON (1990) als Beispiel genutzten nordamerikanischen HGÜ lag das Verhältnis p/h , also das Verhältnis aus horizontalem Leiterabstand und Höhe über dem Boden, zwischen 0,7 und 1,3. Hier liefert Gleichung (2.3-7) Werte kleiner als 1, d.h. selbst für vollständige Korona-Sättigung liegen die Ionenkonzentrationen unter den mit Gleichung (2.1-1) berechneten theoretischen Maximalwerten: für $p/h=0,7$ ergibt sich 0,69 und für $p/h=1,3$ ergibt sich 0,83. Ein Wert von 1 wird mathematisch bei $p/h=2,2$ überschritten, d.h. der Abstand zwischen den entgegengesetzt polarisierten Leiterseilen müsste etwas mehr als doppelt so groß sein wie die Höhe der Leiterseile über dem Boden. JOHNSON (1990) macht keine Angabe, für welchen Bereich die empirisch gewonnenen Beziehungen (2.3-4) und (2.3-5), auf welchen die Gleichungen (2.3-6) und (2.3-7) beruhen, als gültig betrachtet werden können. Es ist jedoch davon auszugehen, dass sie im Wesentlichen für praktisch relevante Leitungs-Designs getestet wurden, und hier ist p/h in der Regel kleiner oder gleich 1. Ausnahme: Bei monopolen Leitungen wäre p mathematisch unendlich groß, Gleichung (2.3-7) ergäbe damit 1,24, also etwa ein Viertel über 1. Allerdings kann an dieser Stelle nicht davon ausgegangen werden, dass die Beziehungen (2.3-4) und (2.3-5) auch für monopole Leitungen gelten; JOHNSON (1990) macht dazu keine Angaben. Zusammengefasst kann festgestellt werden, dass die von JOHNSON (1990) vorgestellten empirisch gewonnenen Gleichungen, angewendet auf realistische bipolare HGÜ, nicht im Widerspruch zur Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) stehen; die Gleichungen von JOHNSON (1990) liefern für typische Leitungs-Designs selbst für den Extremfall einer Korona-Sättigung (von welcher Gleichung (2.1-1) ebenfalls ausgeht, siehe Abschnitt 2.1.2) niedrigere Ionenkonzentrationen als Gleichung (2.1-1).

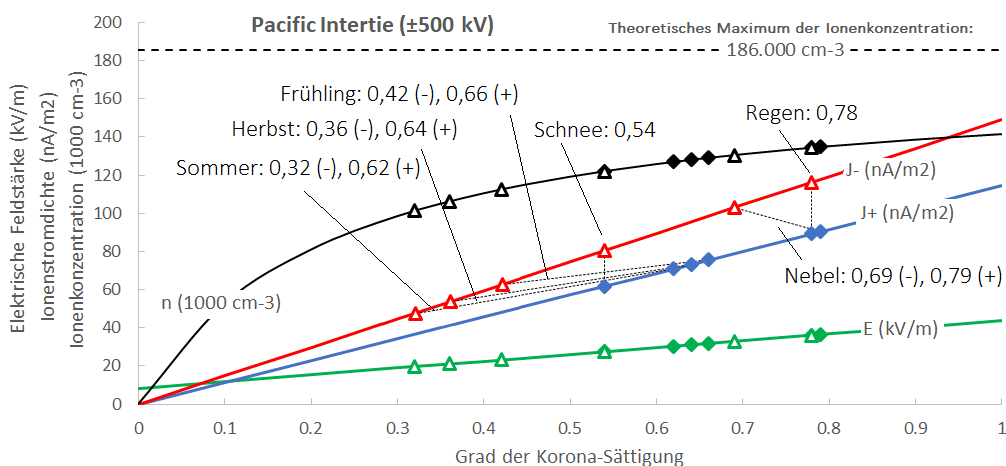


Abbildung 2.3-7: Elektrische Feldstärke, Ionenstromdichte und Ionenkonzentration als Funktion des Grads der Korona-Sättigung, berechnet nach JOHNSON (1990) für die Pacific Intertie (±500 kV).

JOHNSON (1990) präsentierten die Ergebnisse von Beispielrechnungen für mehrere kommerzielle HGÜ. Abbildung 2.3-7 zeigt die sich daraus ergebenden Verläufe speziell für die Pacific Intertie (±500 kV, siehe Abschnitt 2.3.9). Dargestellt sind die elektrische Feldstärke E (kV/m, grün), die Ionenstromdichte J (nA/m²) bei Dominanz positiver Ionen (blau) bzw. negativer Ionen (rot), und die Ionenkonzentration n (1.000 cm⁻³, schwarz), jeweils als Funktion des Grads der Korona-Sättigung. Für die Ionenkonzentration ist zudem der Maximalwert von 186.000 cm⁻³ (Limit, gestrichelte waagerechte Linie) dargestellt, welcher sich aus Gleichung (2.1-1) im Spezialfall $x=0$, d.h. direkt unter der Leitung, ergibt. Angegeben sind zudem die Medianwerte des Grads der Korona-Sättigung, welche sich aus Gleichung (2.3-1) spezifisch für die Pacific Intertie ($G=26$ kV/cm) ergeben. Die Werte wurden für verschiedenen Wetterlagen berechnet: „Frühling“, „Sommer“ und „Herbst“ beziehen sich auf Schönwetter in der jeweiligen Jahreszeit, hinzu kommen Schnee, Regen und Nebel. Die sich aus den Median-Sättigungsgraden der jeweiligen Wetterlage ergebenden Werte für E , J und n sind mit Symbolen markiert.

Mit wachsendem Korona-Sättigungsgrad S steigen die Ionenstromdichten J linear an, besonders auf der negativen Seite der Stromtrasse. Der ebenfalls lineare Anstieg für die elektrische Feldstärke E ist schwächer; die Feldstärke wäre auch für $S=0$ (keine Korona) verschieden von Null. Die Ionenkonzentration n schließlich steigt für niedrige Sättigungsgrade stark an, sobald jedoch eine Sättigung von 0,3 überschritten ist (was im Median für jede Wetterlage erwartet wird, s.u.), wachsen die Werte nur noch langsam. D.h. in praktischen Fällen ist n nur geringfügig von S und damit vom Wetter abhängig. Bei der elektrischen Feldstärke und auch bei der Ionenkonzentration sind die Verläufe als Funktion des Korona-Sättigungsgrads nicht davon abhängig, welche Ionen-Polarität dominiert, die Ionenstromdichte hingegen hängt von der Ionenmobilität μ ab, bei gleichem Sättigungsgrad ergeben sich somit höhere Werte bei Dominanz negativer Ionen, d.h. auf der negativen Seite der Stromtrasse. Da jedoch auf der positiven Seite vor allem bei Schönwetter deutlich höhere Sättigungsgrade auftreten als auf der negativen, ergeben sich in der Regel höhere Werte für E , n und sogar J auf der positiven Seite.

Bei „Frühling“, „Sommer“ und „Herbst“ (d.h. bei Schönwetter in der jeweiligen Jahreszeit) dominieren laut Abbildung 2.3-7 positive Koronas, die Korona-Aktivität ist aber insgesamt vergleichsweise niedrig. Bei Nebel treten bei beiden Polaritäten höhere Sättigungsgrade S auf; auf der positiven Seite erreicht S mit 0,79 überhaupt den maximalen Medianwert, und ist hier immer noch etwas höher als auf der negativen Seite, allerdings verringerte sich der Unterschied, und infolge davon ergeben sich nun auf der negativen Seite höhere Ionenstromdichten J als auf der positiven Seite. Bei Schnee und Regen unterscheiden sich die Korona-Sättigungsgrade für beide Polaritäten praktisch nicht, entsprechend ist hier J_- ebenfalls größer als J_+ . Bei Schnee liegt S im Median bei 0,54, bei Regen aber bei 0,78, dies ist für beide Polaritäten praktisch der maximale Medianwert (für die negative Polarität ergeben sich bei Regen und Nebel etwa dieselben Medianwerte, für die positive Polarität hingegen liegen die Werte bei Nebel niedriger als bei Regen).

In Abbildung 2.3-7 erfolgte nur die Darstellung der Medianwerte; berechnet man stattdessen das 95%-Perzentil von S , würden sich die Werte für die einzelnen Jahreszeiten und Wetterlagen entlang der Kurven nach rechts verschieben, die Kurven selbst bleiben bestehen. Das extremste 95%-Perzentil des Sättigungsgrads, welches sich mit den Parametern von JOHNSON (1990) für die Pacific Intertie ergibt, beträgt 0,9 (Nebel, Regen, Frühling und Herbst, jeweils für den positiven Leiter, bei Regen auch für den negativen Leiter), das niedrigste beträgt 0,56 (Sommer, negativer Leiter).

Für das Ziel dieses Reports ist wesentlich, dass selbst bei völliger Korona-Sättigung ($S=1$) die von JOHNSON (1990) an der Pacific Intertie erwarteten Ionenkonzentrationen (141.000 cm^{-3}) deutlich unter dem sich aus Gleichung (2.1-1) für $x=0$ (direkt unter der Leitung) ergebenden Maximalwert von 186.000 cm^{-3} bleiben.

2.3.11 SUDA & SUNAGA (1990a): Shiobara HVDC Test Line

SUDA & SUNAGA führten Messungen an der Shiobara HVDC Test Line, einer HVDC-Versuchsleitung in Japan, durch. Die Ergebnisse wurden im Jahr 1990 publiziert: SUDA & SUNAGA (1990a) konzentrierte sich auf Cluster-Ionen, SUDA & SUNAGA (1990b) auf die simultane Beobachtung von Cluster- und Großen Ionen. Letztere Studie soll deshalb im Detail im Abschnitt 3.3.2 dargestellt werden. In einer weiteren Studie (SUDA & SUNAGA 1995) wurden die Messergebnisse dieser Studie wiederum mit den Berechnungen eines numerischen Modells verglichen, zu dieser Studie siehe Abschnitt 3.3.3.

Während der in der Studie SUDA & SUNAGA (1990a) beschriebenen Messungen hatte die Leitung eine Betriebsspannung von 750 kV, also mehr als bei den Experimenten von AMANO & SUNAGA (1989) an derselben Leitung, siehe Abschnitt 2.3.7. Der Betrieb erfolgte auch hier bipolar: In 22 Metern Höhe, und in 22 Metern Entfernung voneinander (bei den Messungen im August 1986 nur 14 Meter), verliefen je ein Leiterbündel mit negativer und positiver Spannung. 22 Meter über diesen beiden Seilen verliefen wiederum Leiterbündel mit derselben Spannung, aber umgekehrter Polarität (diese Konfiguration mit vier Leiterbündeln wurde durch die Autoren als Double Circuit P-1 bezeichnet).

Die Messungen fanden an jeweils zwei Tagen im November 1985 und im Februar, April, und August 1986 statt; an einem Tag wurden Ionenkonzentration sowie von elektrischer Feldstärke und Ionenstromdichte direkt unter dem positiven, am anderen Tag unter dem negativen Leiter gemessen (dies bezieht sich jeweils

auf das unterste Leiterbündel). Hinzu kommt eine Messung an einem Tag im September 1986 nur auf der negativen Seite. Die Shiobara HVDC Test Line wurde dabei so betrieben, dass sich die Leitung mit der Polarität, zu welcher die Messungen erfolgten, auf der windabwärts gelegenen Seite befand.

Tabelle 2.3-3 listet die direkt unter den Leiterseilen der jeweiligen Polarisierung gemessenen Ionenkonzentrationen n_{pos} und n_{neg} . Hier erfolgte die Ermittlung mittels zwei verschiedener Methoden, zum einen durch direkte Messung, zum anderen durch Berechnung aus den Messwerten für die elektrische Feldstärke und die Ionenstromdichte mit Gleichung (2.1-7). Der Vorteil der indirekten Bestimmung besteht darin, dass Messungen der elektrischen Feldstärke und der Ionenstromdichte wesentlich robuster gegenüber widrigen Wetterbedingungen sind als direkte Ionenkonzentrations-Messungen, der Nachteil besteht darin, dass eine Annahme zur Ionenmobilität getroffen werden muss: hier wurden Werte von $1,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (positiv) und $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (negativ) angenommen, siehe unten. Die direkt und indirekt bestimmten Konzentrationen wichen teilweise um bis zu 30% voneinander ab; bei vorherigen Labormessungen in einem uniformen Ionenstrom betrug die Abweichung nur bis zu 10%.

Tabelle 2.3-3 listet in jeder Spalte zudem die maximal zulässige Ionenkonzentration $n_{theo,max}$, welche sich aus der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) mittels Gleichung (2.1-1) ergibt. Bei $x=0$ (direkt unter der Leitung) beeinflusst weder die Polarität noch Windgeschwindigkeit diesen theoretischen Maximalwert, deshalb ergab sich in allen Fällen ein theoretischer Maximalwert $n_{theo,max}$ von $8,56 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Sowohl die direkt gemessenen als auch die indirekt ermittelten Ionenkonzentrationen lagen bei weniger als 50% dieses Maximalwerts, mit Ausnahme der September-Messung, hier lagen die gemessenen Konzentrationen aber auch nur bei 65% (indirekt) bzw. 52% (direkt) des Maximalwerts. Damit bestätigt auch die Studie von SUDA & SUNAGA (1990a) die Anwendbarkeit der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a).

Tabelle 2.3-3: Ionenkonzentration n und Mobilität μ , gemessen von SUDA & SUNAGA (1990a) direkt unter dem Leiterseil der jeweiligen Polarität (n) bzw. 8 m windabwärts (μ). Spannung: 750 kV, Höhe des Leiters über dem Boden: 22 m.

Datum (pos./neg.)	n_{pos} (10^4 cm^{-3}) direkt	n_{pos} (10^4 cm^{-3}) aus E & J	n_{neg} (10^4 cm^{-3}) direkt	n_{neg} (10^4 cm^{-3}) aus E & J	μ_{pos} ($\text{cm}^2/\text{V/s}$)	μ_{neg} ($\text{cm}^2/\text{V/s}$)
27/28.11.85	3,91	3,74	1,43	1,47	1,29	1,57
26/23.02.86	0,54	0,36	2,72	3,71	1,23	1,45
25/17.04.86	3,37	2,82	4,14	3,18	1,37	1,51
28/27.08.86	2,14	-	3,93	4,14	1,39	1,63
23.9.86	-	-	4,48	5,58	-	1,58
$n_{theo,max}$	8,56	8,56	8,56	8,56		
$\bar{\mu}$					1,34±0,31	1,56±0,21

Eine Besonderheit der Studie bestand darin, dass 8 Meter windabwärts des nächsten Leiters zudem ein weiterer Ionenzähler betrieben wurde, welcher zwischen verschiedenen Ionenmobilitäten μ differenzieren konnte; auf diese Weise wurde eine Verteilung der Mobilitäten und die mittlere Mobilität für jeden Messtag bestimmt. Tabelle 2.3-3 listet diese Tages-Mittelwerte für beide Polaritäten. Die Werte lagen generell dicht beieinander, über alle Messtage ergaben sich Mittelwerte ($\bar{\mu}$) von $1,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (positiv) und $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (negativ). Die Werte an allen einzelnen Messtagen, und damit auch die Mittelwerte $\bar{\mu}$, waren niedriger als in anderen Studien gemessen oder angenommen: Rezenter Messungen von WRIGHT et al. (2014b) windabwärts von Wechselspannungsleitungen ergaben im Mittel $1,8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (positiv) und $2,0 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (negativ).

Die in der Studie SUDA & SUNAGA (1990b) publizierten Messungen von Cluster-Ionen und Großen Ionen (geladene Partikel im Bereich von 12 -40 nm) als Funktion der Leitungsspannung und der Entfernung von der Leitung sollen im Detail im Abschnitt 3.3.2 dargestellt werden; die Messungen der Cluster-Ionen bestätigten ebenfalls die Anwendbarkeit der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a).

2.4 Zusammenfassung

2.4.1 Ergebnisse der bisherigen Forschung

Die Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) basiert auf einer soliden physikalischen Grundlage und liefert eine einfach handhabbare Methode zur Berechnung maximal zulässiger Konzentrationen von Cluster-Ionen windabwärts einer unipolaren Ionenquelle. Die Theorie nimmt dabei eine unipolare Ionenwolke an, somit sollten die Netto-Konzentrationen unter den theoretischen Maximalwerten bleiben. In nicht zu großer Entfernung windabwärts einer Hochspannungsleitung, insbesondere einer Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragungsleitung (HGÜ), dominieren die emittierten Ionen in der Regel über alle übrigen Ionen um eine oder mehrere Größenordnungen, d.h. auch die Brutto-Ionenkonzentrationen liegen nicht wesentlich über den Netto-Konzentrationen und verbleiben somit in der Regel ebenfalls unter den theoretischen Maximalwerten. Die Berechnung der theoretischen Maximalwerte erfolgt mittels der simplen analytischen Gleichung (2.1-1), welche die folgenden Parameter benötigt: Spannung der Ionenquelle, Höhe der Quelle über dem Boden, Entfernung der Messstation zur Quelle und Windgeschwindigkeit. Die Theorie benötigt hingegen keine Kenntnisse zum Beispiel der genauen Quellstärke (Ionenproduktion pro Zeit) welche in der Praxis von zahlreichen Parametern abhängt und kaum theoretisch vorausgesagt werden kann (es ist zum Beispiel kaum vorhersagbar, ob unter bestimmten Bedingungen an einer Wechselspannungsleitung der positive oder der negative Korona-Effekt netto überwiegt; in der Praxis treten beide Fälle auf). Der Grund liegt darin, dass sich bei höherer Ionenproduktion der Querschnitt der Ionenwolke entsprechend schneller verbreitet; die Theorie liefert Maximalwerte für das Innere der Ionenwolke und keine Aussagen zum Querschnitt der Wolke.

In diesem Report erfolgte ein umfassender Vergleich von Messwerten aus verschiedenen Studien mit diesen theoretischen Maximalwerten. Zum einen wurden die Daten einer mehrjährigen Mess-Serie nahe einer kommerziellen HGÜ in New Hampshire ausgewertet – diese fand in den Jahren 1989-1992 statt, die Daten der Messungen bei aktiver HGÜ wurden bislang jedoch noch in keiner wissenschaftlichen Publikation verarbeitet. Zum anderen erfolgte die Analyse der Daten verschiedener Publikationen, welche ebenfalls Messungen im Umfeld von entweder kommerziellen HGÜ oder von Gleichstrom-Testleitungen vorgenommen wurden. Es ergab sich in allen Fällen, dass die gemessenen Cluster-Ionen-Konzentrationen (bei Langzeitmessungen speziell die Extremwerte, d.h. Maxima oder 95%-Perzentil) in den meisten Fällen die theoretischen Maximalwerte entweder unterschritten, oder maximal leicht (etwa um 10%) überschritten. Dies ist gegebenenfalls durch Messunsicherheiten erklärbar. Generell wurden die theoretischen Maxima aber bei den Messungen an Gleichstromleitungen auch nicht dramatisch unterschritten (von einigen Ausnahmen abgesehen, zum Beispiel höhere Windgeschwindigkeiten in unmittelbarer Leitungsnähe; hier überschätzt die Theorie die tatsächlich auftretenden Werte doch deutlich). Damit ist die Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) generell sehr gut anwendbar, und insbesondere auch geeignet, um freie Parameter in numerischen Modellen zu justieren. Siehe zum Beispiel Abschnitt 2.3.11: hier wurden die gemessenen Ionenkonzentrationen zur Justierung eines Modells genutzt, diese Werte lagen aber nicht dramatisch unter den theoretischen Maximalwerten, man hätte letztere also ebenfalls verwenden und somit einen Modelllauf ohne Vorwissen aus der Messung durchführen können.

Windabwärts von Wechselspannungsleitungen liegen die gemessenen Ionenkonzentrationen eher weit unter den theoretischen Maxima; in diesem Report wird dies u.a. speziell anhand von Messungen demonstriert, welche ebenfalls in New Hampshire stattfanden, allerdings zu Zeiten, in welchen nur die parallel zur HGÜ verlaufenden Wechselstromleitungen aktiv waren.

Die Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) ist damit eine probate Methode zur Abschätzung maximal möglicher Ionenkonzentrationen windabwärts von Gleichstromleitungen (und faktisch auch von Wechselstromleitungen, hier überschätzt sie aber die realen Werte eher stark). Auch in der Umgebung

anderer Ionenquellen, bei welchen ein starkes Ungleichgewicht hinsichtlich der Cluster-Ionen-Konzentrationen beider Polaritäten herrscht, erwies sie sich als geeignet, siehe zum Beispiel eine Anwendung auf Wasserfälle im Abschnitt 4.5.3. Umso erstaunlicher erscheint, dass diese Methode wenig genutzt wird: Unter allen im Rahmen der Erstellung dieses Reports analysierten Studien wurde nur eine Studie identifiziert, in welcher ein Vergleich mit der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) bereits durch die Autoren vorgenommen wurde, hierbei handelte es sich um die von den selben Autoren durchgeführte experimentelle Begleitstudie (KAUNE, GILLIS & WEIGEL 1983b). Deshalb bleiben gewisse Unsicherheiten beim Vergleich der Ergebnisse einer individuellen Messstudie mit der Theorie: Einige der in diesem Report dargestellten Studien publizierten nur Extremwerte der Ionenkonzentration (Maxima oder 95%-Perzentil), welche sich über einen längeren Beobachtungszeitraum ergaben. Die theoretischen Maximalwerte, mit welchen diese Extremwerte verglichen werden können, hängen aber von der Windgeschwindigkeit ab: je höher die Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur Leitung, bei windabwärts der Leitung gelegener Messstation, umso höher die zulässigen Ionenkonzentrationen. Hier ist jedoch nicht bekannt, welche Windgeschwindigkeiten im Moment des Erreichens der gemessenen extremen Ionenkonzentrationen herrschten.

Ein Grund für die Nichtnutzung der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) besteht darin, dass die betreffenden Studien die Messwerte bereits anderweitig verglichen, etwa mit den Werten, welche sich aus Handbüchern auf der Basis von (in der Regel empirisch gewonnenen) Formeln ergaben. Im Abschnitt 2.3.10 wurde zum Beispiel ein Vergleich der Ergebnisse der empirischen Methode von JOHNSON (1990) mit Maximalwerten laut der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) vorgenommen; die von der empirischen Methode erwarteten Ionenkonzentrationen lagen unter den theoretischen Maximalwerten (in dieser Studie erfolgte kein Vergleich mit Messwerten). In einigen Studien erfolgte der Vergleich mit den Ergebnissen komplexerer numerischer Modellrechnungen; hier ergaben sich teilweise sehr gute Übereinstimmungen, was jedoch zum Teil darauf zurückzuführen ist, dass freie Parameter der Modelle auf der Basis eines Vergleichs von Modell- und Messwerten justiert wurden. Zudem stellten in einigen Studien die Ionenkonzentrationen offenbar nur ein Randthema dar, der eigentliche Fokus lag auf der elektrischen Feldstärke E und der Ionenstromdichte J (die Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) macht zu E und J keine Aussagen, die im Abschnitt 2.3.10 betrachtete empirische Methode von JOHNSON (1990) sehr wohl). Zahlreiche einschlägige theoretische Modellstudien publizierten sogar nur Werte für E und J , aber nicht für die Netto-Ionenkonzentration n , obwohl sich diese direkt aus dem Quotienten aus J und E ergibt. E und J unterliegen in der Praxis wesentlich dramatischeren Variationen als n . Entsprechend komplex ist hier die Modellierung, auch aufgrund der Rückkopplung zwischen diesen Größen.

Ein interessantes Ergebnis der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) besteht darin, dass ab einem bestimmten Abstand von der Stromleitung auch die Näherungslösung (2.1-2) genutzt werden kann, nach welcher die Ionenkonzentration ausschließlich durch den Wind bestimmt wird und somit unabhängig von der Leitungsspannung ist. Ab welcher Entfernung diese Näherung angenommen werden kann, hängt von der genauen Leitungsspannung und Windgeschwindigkeit ab. Die in diesem Report durchgeführten Datenanalysen zeigten, dass die Messwerte praktisch auch schon in kürzeren Entfernungen unter den Maximalwerten gemäß dieser Näherungslösung bleiben (zum Beispiel im Fall der Messungen in New Hampshire bereits ab Entfernungen von spätestens 20 Metern), obwohl die Näherungslösung in diesen Entfernungen eigentlich noch deutlich zu niedrige Werte, im Vergleich zur vollständigen Theorie, liefert.

Eine Kernaussage der Näherungslösung ist, dass das Produkt nt in Leitungsferne einen Maximalwert nicht überschreiten kann: n ist die Ionenkonzentration (strikt ist es die Netto-Konzentration) und t die Zeit, in welcher ein sich mit dem Wind bewegendes Luftpaket die Strecke zwischen Ionenquelle und Messstation zurücklegt. Der Maximalwert für nt beträgt etwa $4 \cdot 10^{11} \text{ s/m}^3$ und ist universal: er hängt lediglich von der Ionenmobilität μ ab und unterscheidet sich damit leicht für positive und negative Cluster-Ionen. Das Produkt nt ist von Bedeutung für die Abschätzung der Anzahl Ionen, welche durch die in einem Luftpaket befindlichen Partikel aufgenommen werden können, siehe Abschnitt 3.2..

Bei einigen der vorgestellten Studien handelt es sich um Messungen an einem festen Standort über einen längeren Zeitraum; die Originalpublikationen listen neben den Maxima (oder 95%-Perzentilen) auch Mittel-

oder Medianwerte und ggf. weitere Perzentile. Die Mittel- bzw. Medianwerte schienen dabei typischerweise um den Faktor 2-5 unter den gemessenen Maxima (oder 95%-Perzentilen) zu liegen. Mittel- und Medianwerte hängen von der Windverteilung über den kompletten Zeitraum am jeweiligen Standort ab (die Maximalwerte hingegen sollten der Theorie zufolge immer dann auftreten, wenn die Messstation windabwärts der Leitung liegt und die Windgeschwindigkeit eher hoch ist).

2.4.2 Weiterer Forschungsbedarf

Prinzipiell kann die Ausbreitung von Cluster-Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen, und die in dem Zusammenhang maximal auftretenden Ionenkonzentrationen, als gut verstanden gelten; es besteht kaum noch Forschungsbedarf. Es wird angeregt, in zukünftigen einschlägigen Studien, nicht nur Mittel- und Extremwerte (Maxima oder 95%-Perzentil) der Cluster-Ionen-Konzentrationen n selbst, sondern auch Mittel- und Extremwerte des Verhältnisses aus gemessener Ionenkonzentration und theoretisch zulässiger maximaler Konzentration laut Gleichung (2.1-1) anzugeben (oder aber Mittel- und Extremwerte des Produkts nt , wobei sich die Zeit t aus der Windgeschwindigkeit und der Entfernung zur Ionenquelle ergibt). Dasselbe gilt auch für Messungen von Cluster-Ionen-Konzentrationen in der Umgebung anderer Ionenquellen, vor allem dann, wenn die Ionenquellen stark einseitig polarisierte Cluster-Ionen emittieren (denn Gleichung (2.1-1) gilt formal für eine unipolare Ionenwolke).

Interessant wären auch simultane Messungen der Konzentration der Cluster-Ionen beider Polaritäten, und die Publikation der sich daraus ergebenden Mittel- und Extremwerte für das Verhältnis aus beiden Konzentration, bzw. des sich daraus mit Gleichung (3.1-7) im Abschnitt 3.1 ergebenden Asymmetrie-Verhältnisses χ . Messtechnisch würde dies entweder die Bestimmung der Brutto-Konzentration der Ionen beider Polaritäten mit separaten Ionenzählern, oder aber den zyklischen Wechsel der eingestellten Polarität am selben Zähler erfordern (damit ergibt sich ein Zeitversatz zwischen den Messungen der Konzentrationen für beide Polaritäten, d.h. der Wechsel muss schneller erfolgen als die typische Variation der Ionenkonzentration am jeweiligen Standort). Cluster-Ionen können ihre Ladung an Partikel übertragen, das Asymmetrie-Verhältnisses χ bestimmt über die daraus resultierende Gleichgewichts-Ladungsverteilung, siehe Gleichung (3.1-6) im Abschnitt 3.1. Sofern dieses Asymmetrie-Verhältnis χ einen bestimmten Maximalwert typischerweise nicht überschreitet, gilt dies somit auch für die Anzahl Ladungen, welche durch Partikel einer bestimmten Größe typischerweise aufgenommen werden, d.h. hier besteht eventuell eine Möglichkeit zur Extremwertabschätzung für Partikelbeladungen.

In der Hintergrundluft sind normalerweise Cluster-Ionen beider Polaritäten etwa im Verhältnis 1:1 vorhanden. Wenn ein Luftpaket eine Hochspannungsleitung passiert, ist es einer in der Regel stark einseitig polarisierten Ionenwolke ausgesetzt. Die Konzentration der Gegen-Ionen (d.h. der Cluster-Ionen der entgegengesetzten Polarität) fällt aufgrund der Wechselwirkung mit dieser Ionenwolke oder auch durch Neutralisierung an der Leitung zunächst stark ab, sie wächst eventuell aber wieder an: durch Neuentstehung von Ionen beider Polarität (erzeugt durch Kosmische Strahlung, Radon-Zerfall oder terrestrische Gammastrahlung), ggf. durch atmosphärische Mischung, und durch den sogenannten Erd-Korona-Effekt: die elektrischen Felder im Leitungsumfeld rufen -Ionen-Emissionen der entgegengesetzten Polarität an stark konvexen Oberflächen hervor, etwa an der Vegetation (Spitzen von Grashalmen etc.).

Der Erd-Korona-Effekt ist deshalb interessant, weil er ggf. eine physikalische Begründung für das Auftreten einer Mindest-Konzentration der Gegen-Ionen bietet, welche zudem in direktem Zusammenhang zur Konzentration der dominierenden Ionen steht, d.h. die erreichbaren Werte des Asymmetrie-Verhältnisses χ (oder zumindest zum Beispiel das 95%-Perzentil von χ) sind ggf. tatsächlich nach oben begrenzt. Der Erd-Korona-Effekt wurde u.a. von SUDA & SUNAGA (1995) postuliert, in dieser Studie erfolgte ein Vergleich der von SUDA & SUNAGA (1990b) gemessenen Konzentrationen geladener Partikel (nur 12-40 nm) windabwärts einer 750-KV-HGÜ-Versuchsleitung mit den Erwartungen eines numerischen Modells. Die Annahme eines Erd-Korona-Effekts (und konkret einer dadurch erzeugten Ionenkonzentration von 1.000 cm^{-3}) verbesserte die Übereinstimmung zwischen Messwerten und Modell signifikant. Die Erd-Korona-Ionen selbst wurden allerdings nicht messtechnisch nachgewiesen, siehe dazu Abschnitt 3.3.3. Hier besteht also noch Forschungsbedarf, um diesen Aspekt besser zu quantifizieren.

3 Geladene Partikel windabwärts von Hochspannungsleitungen

3.1 Aufladung von Partikeln im Gleichgewicht

Geladene Partikel entstehen im Umfeld von Hochspannungsleitungen praktisch ausschließlich auf die folgende Art und Weise: primär entstehen Cluster-Ionen; dieser Vorgang wurde im Abschnitt 2.1.1 beschrieben. Diese Cluster-Ionen, welche hier vereinfacht einfach als Ionen bezeichnet werden sollen, lagern sich an existierende Partikel an. Anzahl, Zusammensetzung und Größe der Partikel verändern sich dabei praktisch nicht (die sogenannte Ionen-induzierte Nukleation ist unter den Temperatur- und Druckbedingungen nahe der Erdoberfläche praktisch bedeutungslos, siehe Abschnitt 4.2.3).

Die Anlagerung von Ionen an Partikel wird durch die folgende Bilanzgleichung beschrieben (CLEMENT & HARRISON 1991):

$$\frac{dN_j}{dt} = \beta_{a,j-1} n_a N_{j-1} - \beta_{b,j} n_b N_j + \beta_{b,j+1} n_b N_{j+1} - \beta_{a,j} n_a N_j \quad (3.1-1)$$

Hierbei sind

- n_a und n_b : Die Konzentration von Ionen mit Polarität a und b in der Luft.
- N_j : Die Konzentration aller Partikel mit einem bestimmten Durchmesser d und einer bestimmten Ladungszahl j . Die Konvention ist in diesem Report so gewählt, dass Partikel mit Ladungszahlen $j > 0$ eine Ladung der Polarität a und Partikel mit Ladungszahlen $j < 0$ eine Ladung der Polarität b tragen. $j = 0$ steht für neutrale Partikel.
- $\beta_{a,j}$ und $\beta_{b,j}$: die Raten, mit welcher sich ein Ion der jeweiligen Polarität a oder b an ein Partikel N_j anlagert, welches zuvor eine Ladung j trug.

Die Konzentration von N_j kann sich somit auf vier verschiedene Weisen ändern: Sie wächst, wenn sich ein Ion an ein Partikel anlagert, welches zuvor eine um $+1$ oder -1 (je nach Polarität des aufgenommenen Ions) verschiedene Ladung trug. Und sie fällt, wenn sich an ein Partikel N_j ein weiteres Ion, sei es positiv oder negativ, anlagert. Vernachlässigt werden somit Vorgänge, welche den Durchmesser eines Partikels ändern, z.B. die Koagulation zweier Partikel. Zudem wird die Anlagerung als irreversibel betrachtet: es besteht keine Möglichkeit, dass sich eine Ladung wieder vom Partikel löst.

Ausdrücke für die Ratenkoeffizienten wurde bereits im Jahr 1954 vorgeschlagen (GUNN 1954):

$$\beta_{a,j} = \frac{j e \mu_a}{\epsilon_0 (\exp(2\lambda j) - 1)} \quad (3.1-2)$$

$$\beta_{b,j} = \frac{j e \mu_b}{\epsilon_0 (1 - \exp(-2\lambda j))} \quad (3.1-3)$$

e ist die Elementarladung ($1,602 \cdot 10^{-19}$ As) und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante ($8,854 \cdot 10^{-12}$ AsV $^{-1}$ m $^{-1}$). μ_a und μ_b sind die elektrischen Mobilitäten der anzulagernden Ionen. Bei Cluster-Ionen (nur diese sind mobil genug, um sich in signifikantem Maß an Partikel anzulagern) kann in sehr guter Näherung davon ausgegangen werden, dass alle positiven und alle negativen Ionen jeweils dieselbe Mobilität besitzen. Die genauen Werte, welche in einschlägigen Studien angenommen werden, variieren von Studie zu Studie. Typische Werte unter Normalbedingungen sind $1,2 \cdot 10^{-4}$ m ^{2} V $^{-1}$ s $^{-1}$ für positive und $1,5 \cdot 10^{-4}$ m ^{2} V $^{-1}$ s $^{-1}$ für negative Ionen: negative Cluster-Ionen sind mobiler als positive (siehe Abschnitt 2.1.1).

Der Parameter λ in den Gleichungen (3.1-2) und (3.1-3) ist wie folgt definiert:

$$\lambda = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 d k T} \quad (3.1-4)$$

d ist der Partikeldurchmesser, k die Boltzmann-Konstante ($1,25 \cdot 10^{-23}$ JK $^{-1}$) und T die Temperatur. Mit wachsender Partikelgröße nimmt der Parameter λ somit ab, und die Ratenkoeffizienten nehmen entsprechend zu: je größer ein Partikel (bei gleicher Partikel-Ladungszahl j), umso leichter lagert sich ein Ion, egal welcher Polarität, an dieses an.

Koeffizient $\beta_{a,j}$ (3.1-2) beschreibt die Anlagerung eines Ions mit Polarität a an ein Partikel mit bestehender Ladungszahl j . Ist diese kleiner als Null (d.h. das Partikel trug bisher eine entgegengesetzte Ladung) tritt der sogenannte attraktive Fall ein, für $j>0$ hingegen der repulsive Fall. Koeffizient $\beta_{b,j}$ (3.1-3) beschreibt die Anlagerung eines Ions mit Polarität b , hier gilt das Umgekehrte. Erwartungsgemäß sind die Koeffizienten im attraktiven Fall deutlich höher als im repulsiven Fall: Im attraktiven Fall werden die Ionen von den entgegengesetzt geladenen Partikeln angezogen: je höher die Partikelladung, umso stärker. Im repulsiven Fall wirken abstoßende Kräfte, diese sind jedoch nicht unbedingt stark genug, um eine Kollision von Ion und Partikel zu verhindern. Innerhalb gewisser Grenzen sind die Ratenkoeffizienten deshalb trotzdem signifikant größer als Null, d.h. eine weitere gleichnamige Ladung kann mit gewisser Wahrscheinlichkeit aufgenommen werden. Im Fall unipolarer Ionenwolken sollen per Konvention nur Ionen der Polarität a vorliegen, d.h. nur Koeffizient $\beta_{a,j}$ (3.1-2) ist relevant und der Index a kann weggelassen werden. Bei der Partikel-Ladungszahl j treten auch unter dieser Konvention sowohl positive als auch negative Werte auf: Im Ladungsgleichgewicht vor Einwirken der Ionenwolke liegen geladene Partikel beider Polaritäten vor, und auch unter Einwirkung der Ionenwolke werden Partikelladungen mit zur Ionenwolke entgegengesetzter Polarität im Allgemeinen nicht vollständig neutralisiert.

Für $j=0$ (Anlagerung eines Ions an ein Neutralpartikel) konvergieren die Koeffizienten zu

$$\beta_0 = \frac{e\mu}{2\lambda\epsilon_0} = \frac{2\pi\mu kT}{e} d \quad (3.1-5)$$

Der Index a bzw. b für die Polarität wurde hier weggelassen. Da sich die Mobilitäten μ für positive und negative Ionen unterscheiden, unterscheiden sich aber auch die Koeffizienten β_0 , je nachdem, ob sich ein positives oder negatives Ion an ein Neutralpartikel anlagern soll.

Clement & Harrison (1991) erhielten eine elegante analytische Lösung von Gleichung (3.1-1) für den Gleichgewichtsfall ($dN_j/dt=0$) unter der Annahme konstanter Ionenkonzentrationen beider Polaritäten (n_a und n_b) und unter Nutzung der Ratenkoeffizienten (3.1-2) und (3.1-3):

$$\frac{N_j}{N_0} = \frac{\chi^j}{\lambda^j} \sinh(\lambda j) \exp(-\lambda j^2) \quad (3.1-6)$$

χ steht dabei für das sogenannte Asymmetrie-Verhältnis

$$\chi = \frac{n_a \mu_a}{n_b \mu_b} \quad (3.1-7)$$

Die Ergebnisse von Gleichung (3.1-6) sind spiegelsymmetrisch gegen die Vertauschung von χ und $1/\chi$.

Ein Problem der Gleichgewichtslösung (3.1-6) ist, dass sie mit der Konzentration der neutralen Partikel N_0 normiert wird: der Wert 1 ergibt sich stets für $j=0$. Bei Asymmetrie-Verhältnissen $\chi \neq 1$ liegt das Maximum von Gleichung (3.1-6) jedoch nicht bei $j=0$; vor allem für stark asymmetrische Ladungsverteilungen liegen Neutralpartikel nur in verschwindend kleinen Mengen vor. Da aber für $j=0$ dennoch der Wert 1 resultieren muss, liefert Gleichung (3.1-6) ggf. sehr hohe Maxima. Generell ist in der Praxis in der Regel eine Normierung über die Gesamtkonzentration aller Partikel von Interesse: $P_{j, equ}$, der relative Anteil von Partikeln der Ladungszahl j an allen Partikeln im Gleichgewicht, ist

$$P_{j, equ} = \frac{N_j}{\sum N_{j'}} = \frac{\frac{N_j}{N_0}}{\sum \frac{N_{j'}}{N_0}} \quad (3.1-8)$$

Die Normierung erfolgte durch Summieren über die Ergebnisse für alle Ladungszahlen j' , bei denen die Gleichung (3.1-6) noch signifikante Beiträge zur Gesamtsumme liefert. Der formale Weg der Normierung würde über die Berechnung des Integrals von Gleichung (3.1-6) für Ladungszahlen von $-\infty$ bis $+\infty$ erfolgen, für das Integral von Gleichung (3.1-6) ist allerdings keine analytische Lösung bekannt.

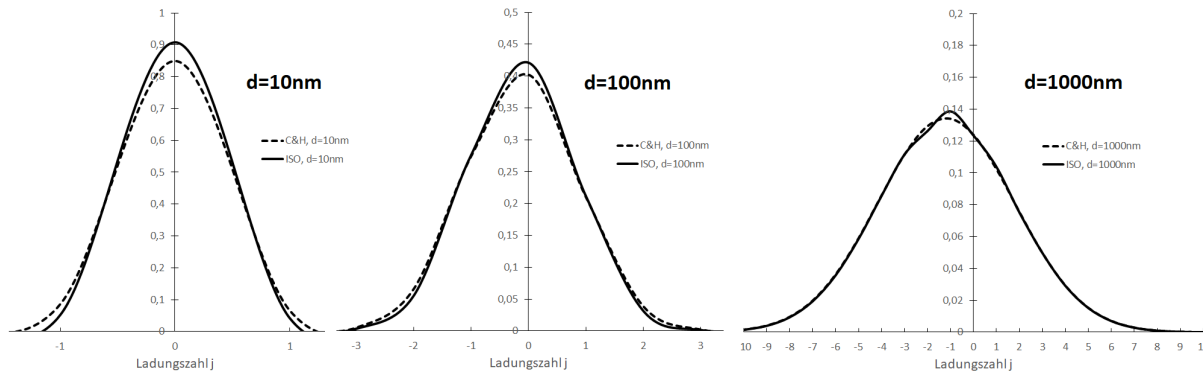


Abbildung 3.1-1: Vergleich der Ladungsverteilungen nach Clement & Harrison (1991) und nach ISO-Norm 15900 (WIEDENSOHLER (1988; ISO 2009) für drei verschiedene Partikeldurchmesser.

Abbildung 3.1-1 zeigt die Ergebnisse von Gleichung (3.1-8), d.h. Gleichung (3.1-6) in normierter Form, für Partikeldurchmesser 10, 100 und 1.000 nm (gestrichelte Linien. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der Ordinatenachsen). Gleichzeitig erfolgte ein Vergleich mit der Ladungsverteilung (volle Linien) nach WIEDENSOHLER (1988), welche in die 2009 publizierte ISO-Norm 15900 Eingang gefunden hat (ISO 2009). Die Berechnung erfolgte für ein Asymmetrie-Verhältnis $\chi=0,875$; dieses wird in der ISO-Norm vorausgesetzt, wobei Polarität α hier für positive Polarität steht, d.h. die Norm nimmt eine Asymmetrie zur negativen Seite an). Diese ISO-Verteilung wird standardmäßig bei der experimentellen Bestimmung von Partikelgrößenverteilungen angenommen (siehe Abschnitt 1.3.2): hierbei wird die Partikel-haltige Luft zunächst durch einen sogenannten Neutralisator geleitet (üblicherweise ein radioaktives Element), damit stellt sich eine Gleichgewichts-Ladungsverteilung gemäß ISO-Norm 15900 ein. Anschließend wird die Probenluft in einen Differentiellen Mobilitäts-Analysator (*differential mobility analyzer, DMA*) geleitet, welcher die geladenen Partikel nach ihrer Mobilität sortiert. Diese hängt von der Ladungszahl und dem Durchmesser des Partikels ab. Da die Ladungsverteilung nun aber bekannt ist, kann aus der gemessenen Mobilitätsverteilung direkt auf die Partikelgrößenverteilung geschlossen werden.

Laut Abbildung 3.1-1 ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Ladungsverteilungen nach Clement & Harrison (1991) und der Verteilung nach ISO-Norm 15900, wobei erstere für allem für kleine Partikel einen etwas niedrigeren Anteil von Neutralpartikeln und entsprechend einen etwas höheren Anteil geladener Partikel annimmt. Für große Partikel liefern beide Verteilungen praktisch identische Werte.

Abbildung 3.1-1 illustriert auch die grundsätzlichen Charakteristiken der Gleichgewichts-Ladungsverteilung: Mit wachsendem Partikeldurchmesser wird die Verteilung breiter: beim Durchmesser 10 nm bleiben noch über 85% der Partikel neutral, die übrigen tragen praktisch ausschließlich einfache Ladungen, beim Durchmesser 100 und 1000 nm sind hingegen nur etwa 40% bzw. 12% aller Partikel neutral, und hohe Ladungszahlen sind jetzt relevant. Zudem wirkt sich bei großen Partikeln auch die Asymmetrie zwischen positiven und negativen Partikeln (welche durch das Asymmetrie-Verhältnis χ , hier 0,875, bestimmt wird) deutlich aus.

Abbildung 3.1-2 zeigt die sich im Gleichgewicht ergebende mittlere absolute Ladungszahl pro Partikel (d.h. die Summe aller positiven und negativen Partikelladungen, dividiert durch die Anzahl Partikelladungen) in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser. Die Berechnung erfolgte für Asymmetrie-Verhältnis $\chi = 4, 2, 1,5$ und 1 (bzw. für den jeweiligen reziproken Wert 0,25, 0,5, 0,67 und 1). Die gestrichelte Linie bezeichnet die Anpassung der Werte für $\chi=1$ nach Gleichung (3.1-9), siehe unten. Die durchgezogene Linie ohne Symbole zeigt, nur für den Fall $\chi=1$, den Verlauf der mittleren Ladungszahlen bei selektiver Betrachtung der geladenen Partikel. Für kleine Partikel konvergiert die mittlere Brutto-Ladungszahl gegen 1 (denn jedes geladene Partikel trägt per Definition mindestens eine Ladung), für große Partikel konvergiert der Wert gegen die Ladungszahl, welche sich auch bei Betrachtung aller Partikel ergibt (da nun neutrale Partikel nur noch einen sehr kleinen Anteil an allen Partikeln haben).

Partikelgröße von etwa 200 nm überschritten, d.h. im Durchschnitt trägt nun auch bereits im Gleichgewicht jedes Partikel mindestens eine Ladung. Bei χ größer oder kleiner als 1 (die Werte sind symmetrisch gegenüber einer Vertauschung von χ und $1/\chi$) ergeben sich für einen gegebenen Partikeldurchmesser stets

höhere Brutto-Ladungszahlen als für $\chi=1$, d.h. die sich für den Fall $\chi=1$ ergebenden Ladungszahlen sind damit gleichzeitig die minimalen Gleichgewichts-Ladungszahlen für den jeweiligen Partikeldurchmesser. Kleinere Abweichungen von χ vom Wert 1 erhöhen die Brutto-Ladungszahl zumindest bei Partikeln kleiner als 200 nm allerdings zunächst kaum.

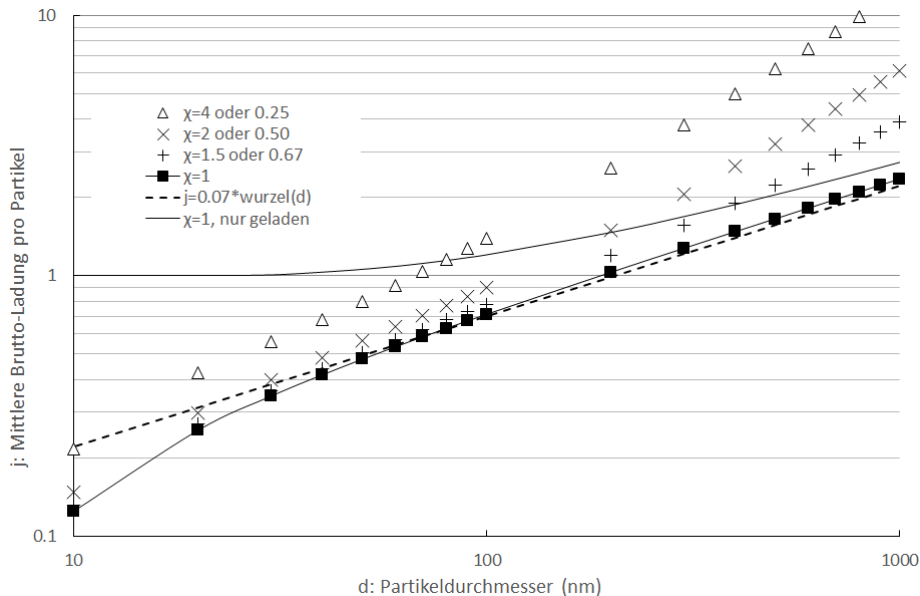


Abbildung 3.1-2: Mittlere Anzahl absoluter Ladungen pro Partikel im Gleichgewicht in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser bei verschiedenen Asymmetrie-Verhältnissen χ . Berechnung mittels Gleichung (3.1-8).

Speziell für den Fall $\chi=1$ (symmetrische Verteilung) wird eine mittlere Ladungszahl 1 demnach bei einer

Speziell für den Fall $\chi=1$ ergibt sich die folgende Anpassungsgleichung für die mittlere Brutto-Ladungszahl $j_{av,equ,\chi=1}$, welche für Partikeldurchmesser oberhalb von 40 nm gültig ist

$$j_{av,equ,\chi=1} = 0,07\sqrt{d(nm)} \quad (3.1-9)$$

Eine Darstellung der Ladungen pro Partikel im Ladungs-Gleichgewicht, im Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser, findet sich auch in Abbildung 3.2-2 im Abschnitt 3.2.7, dort wurde zudem diese Anzahl Ladungen pro Partikel mit einer gemessenen Partikel-Größenverteilung multipliziert; es ergab sich die Ladungsverteilung als Funktion vom Partikeldurchmesser für dieses spezielle Partikel-Ensemble.

Im Zusammenhang mit Koronaentladungen an Hochspannungsleitungen ist die Basisannahme der Herleitung der Gleichgewichtslösung (3.1-6), die Konstanz der Ionenkonzentration innerhalb einer Luftmasse, nicht erfüllt; es können extrem große oder kleine Asymmetrie-Verhältnisse χ entstehen, dieses ist zudem ebenfalls nicht konstant. Trotzdem kann die Gleichgewichtslösung hier zur Anwendung kommen: Generell kann sie dafür genutzt werden, um die Ladungsverteilung in einem Luftpaket vor der Passage einer Hochspannungsleitung abzuschätzen (denn die Situation davor bestimmt auch die Situation nach der Passage, wie im Abschnitt 3.2 gezeigt wird). Aber auch nach der Passage verschieben sich laut der im Abschnitt 3.2.5 präsentierten Analyse die Ladungsverteilung wahrscheinlich nicht dramatisch, d.h. die Ladungsverteilung kann trotzdem mit Gleichung (3.1-6) und (3.1-8) angenähert werden; das Asymmetrie-Verhältnis χ ist in diesem Fall aber nicht mehr das tatsächliche Asymmetrie-Verhältnis (welches sich mit Gleichung (3.1-7) aus dem Verhältnis der Ionenkonzentrationen beider Polaritäten ergibt), sondern ein freier Anpassungsparameter, welcher experimentell bestimmt werden kann. Dies ist von Bedeutung für die Anwendbarkeit der schnellen Methode von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) zur experimentellen Ermittlung der Partikel-Ladungsverteilung, siehe Abschnitt 3.3.4.

Ein anderer Ansatz ergibt sich gegebenenfalls durch den sogenannten Erd-Korona-Effekt: eine stark einseitig polarisierte Wolke aus Ionen und geladenen Partikeln ruft Korona-Ionen-Emissionen der entgegengesetzten Polarität an stark konvexen Oberflächen, etwa an der Vegetation, hervor. Im Ergebnis bleibt das Verhältnis der Ionenkonzentrationen beider Polaritäten, und somit das Asymmetrie-Verhältnis χ ,

innerhalb gewisser Grenzen. Dieser Erd-Korona-Effekt wurde u.a. in einer Modellstudie von SUDA & SUNAGA (1995) postuliert, siehe Abschnitt 3.3.3; hier ergab die Annahme eines solchen Effekts eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Modellergebnissen und gemessenen Konzentrationen geladener Partikel. Die Erd-Korona-Ionen selbst wurden allerdings nicht messtechnisch nachgewiesen, es kann somit hier nicht abschließend beurteilt werden, in wieweit die Ergebnisse von SUDA & SUNAGA (1995) verallgemeinerbar sind und sich somit tatsächlich eignen, um mittels der Gleichgewichtsverteilung (3.1-6) unter Annahme eines maximal bzw. minimal möglichen Asymmetrie-Verhältnisses χ die im Extremfall erreichbaren Partikel-Ladungsverteilungen abzuschätzen.

3.2 Unipolare Ionenwolken

3.2.1 Einführung

Im Zusammenhang mit Koronaentladungen an Hochspannungsleitungen ist die Basisannahme der Herleitung der Gleichgewichtslösung (3.1-6), die Konstanz der Ionenkonzentration, nicht erfüllt. Deshalb muss hier zur Abschätzung der maximal möglichen Partikelaufladung anders vorgegangen werden. Generell wäre es erforderlich, eine Modellrechnung durchzuführen. Modelle für das Umfeld von Hochspannungsleitungen, zum Teil unter Berücksichtigung des Windtransports von Ionen und Partikeln, existieren, Ziel der Rechnungen ist im Allgemeinen die Abschätzung von elektrischer Feldstärke und Ionenstromdichte (Ionenstrom pro Fläche): Es existieren (von Land zu Land verschiedene) regulatorische Grenzwerte für diese beiden Größen, welche durch die Leitungsplaner entsprechend eingehalten werden müssen. Die Berechnung der Partikelbeladung ist damit in der Regel nicht das Ziel derartiger Modelle, sie kann aber generell in derartige Modelle implementiert werden, Basis dafür wäre auch hier die Bilanzgleichung (3.1-1).

Als Beispiel sei die Modellstudie von SUDA & SUNAGA (1995) genannt, siehe auch Abschnitt 3.3.3. Hier wurden die Modellergebnisse mit gemessenen Konzentrationen geladener Partikel windabwärts der Shiobara HVDC Test Line, einer Versuchsleitung in Japan, verglichen. Bei diesen Versuchen herrschten durchaus Extrembedingungen: die Leitung wurde während der Versuche mit 750 kV (teils monopolar, teils bipolar) betrieben. Modellergebnisse und Messwerte stimmten sehr gut überein; die Messungen beschränkten sich allerdings auf Cluster-Ionen sowie auf geladene und ungeladene Partikel mit Durchmessern zwischen 12 und 40 nm (in diesem Bereich spielen Mehrfachbeladungen kaum eine Rolle), zudem wurde das Modell zum Teil anhand der Messwerte justiert. Die Modellergebnisse sind nur für die spezifischen Bedingungen gültig (Leitungsspannung, Quellenstärke der Ionenemissionen der Leitung, Windstärke, Partikelkonzentrationen, Ionenkonzentrationen im Gleichgewicht windaufwärts der Leitungen) und können nicht einfach auf andere Bedingungen extrapoliert werden.

Es bestehen aber auch Ansätze, um auf analytischem Weg Maximalwerte sowohl für die Ionenkonzentration windabwärts von Hochspannungsleitungen als auch für die unter diesen Konzentrationen maximal möglichen Partikelbeladungen abzuschätzen. Diese Ansätze sollen im Folgenden vorgestellt werden. Diese Ansätze können und sollen komplexere numerische Modellstudien nicht ersetzen – zum einen aufgrund intrinsischer Limitationen, aber auch weil sie keine Aussagen zum elektrischen Feld oder der Ionenstromdichte liefern, welche das Primärziel vieler derartiger Modelle sind. Sie können aber Basiswerte zur Abschätzung der möglichen gesundheitlichen Relevanz der an Hochspannungsleitungen entstehenden geladenen Partikel liefern.

3.2.2 Integrale Exposition

Im Fall einer unipolaren Ionenwolke bleiben in der Bilanzgleichung (3.1-1) von den dort vorhandenen vier Summanden nur zwei übrig. Mathematisch ließe sich die Gleichung auch dann noch unter der Gleichgewichtsannahme lösen, allerdings ergibt sich als Lösung, dass die Konzentrationen N_j (die Konzentrationen aller Partikel eines bestimmten Durchmessers mit Ladungszahl j) mit wachsendem j unbegrenzt zunehmen müsste. Ein Ladungsgleichgewicht lässt sich somit in einer unipolaren Ionenwolke nur im Trivialfall $n=0$ erreichen (d.h. alle Cluster-Ionen wurden aufgebraucht und es können sich somit keine weiteren Ladungen an Partikel anlagern).

Hier muss somit anders vorgegangen werden, um einen Schätzwert für die Partikelbeladung herzuleiten. Dabei spielt die sogenannte Integrale Exposition (*Integrated Exposure*) eine Rolle. Die grundlegende Idee für die Nutzung der Integralen Exposition zur Abschätzung maximal möglicher Partikelladungen stammt von JEFFERS (2001) erkannt; Herangehensweise stammt von JEFFERS (2001), auch der Review des britischen National Radiological Protection Board zum Thema Partikeldepositionen im Umfeld von Hochspannungsleitungen und möglichen Gesundheitseffekten (NRPB 2004) beruft sich auf dessen Arbeit. Die folgenden Annahmen und Berechnungen beruhen auf dem von JEFFERS (2001) vorgestellten Ansatz.

Dazu sollen die folgenden Annahmen getroffen werden:

- Die Ladungszahl j ist nicht die aktuelle Ladungszahl eines Partikels, sondern die Ladungszahl, welches das Partikel vor Einwirken der Ionenwolke trug. Per Konvention soll j ein positives Vorzeichen tragen, wenn die Polarisierung mit der Polarisierung der unipolaren Ionenwolke übereinstimmt, d.h. jede Aufnahme einer Ladung aus dieser Ionenwolke würde die tatsächliche Ladungszahl um 1 erhöhen.
- Auch der Ratenkoeffizient β_j für die Anlagerung einer Ladung der unipolaren Ionenwolke an ein solches Partikel soll seinen Wert nicht verändern. β_j ist in Gleichung (3.1-2) definiert; in der Realität würde der Wert, bezogen auf ein bestimmtes Partikel, nach jeder Aufnahme einer Ladung sinken. Die Annahme, dass β_j auf dem Ausgangswert verbleibt, sollte die tatsächliche Ladungsaufnahme durch Partikel also überschätzen.

n' sei die Ionenkonzentration der unipolaren Ionenwolke; das Apostroph steht dafür, dass es sich um die Konzentration zu einem beliebigen Zeitpunkt t' handelt (der Grund dafür wird weiter unten deutlich). $\bar{N}_j$ sei die absolute Anzahl aller Partikel eines bestimmten Durchmessers, welche vor Einwirken der Ionenwolke die Ladungszahl j trugen UND welche mit der Ionenwolke in Kontakt stehen (warum hier Absolutwerte verwendet werden sollen, wird ebenfalls weiter unten deutlich), ebenfalls zu einem beliebigen Zeitpunkt t' . In Analogie zur Bilanzgleichung (3.1-1) entspricht das Produkt $\beta_j \bar{N}_j n'$ der absoluten Anzahl Ladungen $\bar{Q}_j$, welche pro Zeit durch die zu dieser Kategorie gehörenden Partikel aufgenommen werden

$$\frac{d\bar{Q}_j}{dt'} = \beta_j \bar{N}_j n' \quad (3.2-1)$$

Hier soll zunächst abgeschätzt werden, wie viele Ladungen im Durchschnitt durch alle Partikel einer bestimmten Größe unter Einfluss der Ionenwolke aufgenommen werden, also unabhängig davon welche Ladungszahl sie vor dem Einwirken der Ionenwolke trugen. Dazu sollen noch weitere Annahmen getroffen werden:

- Sobald diese unipolare Ionenwolke mit Partikeln in Berührung kommt, werden alle entgegengesetzt polarisierten Partikel unmittelbar neutralisiert. In der Realität ist dies nicht zwingend der Fall; entgegengesetzt polarisierte Partikel können durchaus erhalten bleiben und tragen damit auch zur totalen Anzahl Partikelladungen bei. Umgekehrt würde dies aber auch bedeuten, dass am Ende des Einwirkens der Ionenwolke weniger Partikel eine zur Ionenwolke gleichnamige Ladung tragen als erwartet, d.h. insgesamt sollten die hier getroffenen Annahmen die totale Bruttoladung nach Einwirken der Ionenwolke dennoch überschätzen.
- β_0 , definiert in Gleichung (3.1-5), ist eigentlich der Ratenkoeffizient für die Anlagerung von Ionen an Neutralpartikel. Hier soll es jedoch der Ratenkoeffizient für die Anlagerung an alle Partikel sein. Sofern die Partikel tatsächlich bereits eine zur Ionenwolke gleichnamige Ladungen tragen, würde dies die weitere Ladungsaufnahme durch diese Partikel überschätzen. Entgegengesetzt geladene Partikel wurden hingegen bereits durch die vorige Annahme ausgeschlossen.

Damit vereinfacht sich Gleichung (3.2-1) zu

$$\frac{d\bar{Q}}{dt'} = \beta_0 \bar{N} n' \quad (3.2-2)$$

$\bar{Q}'$ ist die absolute Anzahl Ladungen, welche bis zum Zeitpunkt t' unter dem Einfluss der Ionenwolke bis zum Zeitpunkt t' an die zuvor neutralen oder bereits gleichnamig zur Ionenwolke geladenen Partikel angelagert wurden. $\bar{Q}'$ ist damit additiv zu allen bereits im vorherigen Gleichgewicht vorhandenen gleichnamigen Ladungen, während alle entgegengesetzten Ladungen den Annahmen gemäß komplett neutralisiert wurden.

$\bar{N}'$ ist die absolute Anzahl Partikel, welche sich zum Zeitpunkt t' im Luftpaket mit Volumen V befinden UND mit der Ionenwolke im Kontakt stehen. Die Ionenwolke füllt aber nicht zwingend das komplette Luftpaket V aus. Es soll deshalb allgemein gelten

$$\bar{N}' = NV'_{contact} \leq NV \quad (3.2-3)$$

N ist die Partikelkonzentration, diese wird durch die Ionenwolke nicht beeinflusst und bleibt unverändert. V ist das Volumen des Luftpakets, dieses ist ebenfalls fest. $V'_{contact}$ ist das Kontaktvolumen, in welchem sich Luftpaket und Ionenwolke überschneiden.

Gleichung (3.2-2) kann durch Integration gelöst werden

$$Q = \frac{\bar{Q}}{V} = \frac{\beta_0}{V} \int_0^t \bar{N}' n' dt' = \beta_0 N \frac{1}{V} \int_0^t V'_{contact} n' dt' = \beta_0 N \times IE \quad (3.2-4)$$

$\bar{Q}$ ist die absolute Anzahl an Ladungen, welche bis zum Zeitpunkt t (dem Endpunkt der Integration) neu aufgenommen wurden, eine Division durch das Volumen V des Luftpakets liefert die angelagerte Partikelladungskonzentration Q zum Zeitpunkt t . Q ist damit das Produkt aus dem Ratenkoeffizient β_0 , der Partikelkonzentration N und der sogenannten Integralen Exposition (IE). Diese entspricht hier dem Zeitintegral über die Absolut-Anzahl an Ionen im Luftpaket, dividiert durch das feste Volumen des Luftpakets (die Integrale Exposition ist damit gleich dem Zeitintegral über die mittlere Ionenkonzentration im Luftpaket. Diese ist im Allgemeinen kleiner als n' , denn die Ionenwolke füllt nicht unbedingt das komplette Luftpaket aus).

Eine einfache, hier aber nicht anwendbare, Lösung ergibt sich, wenn eine zeitlich konstante Ionenkonzentration n in einem geschlossenen und damit konstanten Volumen V mit Querschnitt A und Länge dx erzeugt wird (etwa in einem Partikelauflader, welcher zur Messung von Partikelkonzentrationsmessung eingesetzt wird, siehe Abschnitt 1.3.2). Dann ist die Integrale Exposition einfach gleich nt .

3.2.3 Maximale Partikelbeladungen bei reiner Windausbreitung der Ionenwolke

Die logische Forstsetzung ist, den sich aus der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) ergebenden Maximalwert für die Ionenkonzentration laut Gleichung (2.1-1) in Gleichung (3.2-4) einzusetzen (als n') und die Integration durchzuführen. Generell betrachtet diese Herangehensweise nur die Ladungsaufnahme durch Partikel; Abbau- oder Mischungsprozesse, welche die Partikel-Ladungskonzentrationen wieder verringern, sind nicht enthalten. In der Realität sind diese Prozesse aber offenbar relevant, siehe zum Beispiel Abbildung 3.3-4 (für eine Gleichstromleitung) oder Abbildung 3.3-6 (für eine Wechselstromleitung): Windabwärts der Leitungen erreicht die Partikel-Ladungskonzentration ein Maximum und fällt dann eher schnell wieder ab, wobei Lage des Maximums und Rate des Abfalls etwa vergleichbar sind mit dem Verlauf der Konzentration der Cluster-Ionen-. Welche Vorgänge hier genau beitragen können, wird im Abschnitt 3.2.6 diskutiert. Um einen praktikablen Maximalwert für die Partikelbeladung zu finden, welcher zur Einschätzung von Gesundheitsrisiken in der Umgebung von Hochspannungsleitungen dienen kann, ist es also eigentlich unabdingbar, zusätzlich konkrete quantitative Annahmen zu möglichen Verlustmechanismen sowohl für Ionen als auch für Partikelladungen zu treffen. Diese Aufgabe ist analytisch nicht mehr lösbar und erfordert numerische Modellrechnungen.

Trotzdem soll hier versucht werden, einen einfachen Schätzwert zu finden. Dazu sollen Näherung (2.1-2) genutzt werden, welche eine reine Windausbreitung der Ionenwolke annimmt. Die Integration von Gleichung (3.2-4) nach Einsetzen dieser Näherung soll in zwei verschiedenen Weisen durchgeführt werden:

- Als Integration über ein Luftpaket, welches ein festes Volumen V besitzt und sich in einer festen Höhe unter der Stromleitung hindurchbewegt; die vertikale Distanz zwischen Luftpaket und Stromleitung soll z_{air} betragen.
- Als Integration über ein komplettes Segment der Ionenwolke; die vertikale Ausdehnung eines solchen Segments (von der Stromleitung bis zur Untergrenze der Ionenwolke) soll z_{ion} betragen. z_{ion} wächst somit mit der Zeit stetig an. In der Realität kann z_{ion} nicht größer werden als h , die Höhe der Leitung über dem Boden; in dem Moment, in welchem die Ionenwolke den Boden erreicht, werden die Ionen am Boden verloren. Hier sollen diese Bodenverluste aber einfach durch die Annahme beschrieben werden, dass der Erdboden nicht vorhanden ist und die Ionenwolke sich somit beliebig weit nach unten ausdehnen kann.

Integration über ein Luftpaket: Wenn sich dieses Luftpaket in einer vertikalen Entfernung z_{air} unter der Stromleitung hindurchbewegt, kommt es unter den hier getroffenen Annahmen erst zu einem Zeitpunkt t_0 mit der Ionenwolke in Kontakt, in welcher $z_{air}=z_{ion}$ gilt. Damit startet die Integration erst zum Zeitpunkt t_0 . Es soll ein Faktor α definiert werden

$$\alpha = \frac{z_{ion}}{z_{air}} = \frac{t}{t_0} > 1 \quad (3.2-5)$$

Das Kontaktvolumen $V'_{contact}$ ist hier identisch zu V , dem Volumen des Luftpakets (ab dem Zeitpunkt t_0 befindet sich das Luftpaket vollständig in der Ionenwolke, vorher befand es sich komplett außerhalb). Einsetzen von Näherung (2.1-2) in Gleichung (3.2-4) ergibt

$$\frac{Q}{N} = \beta_0 \int_{t_0}^t n' dt' = \beta_0 \frac{\varepsilon_0}{\mu e} \int_{t_0}^t \frac{dt'}{t} = \frac{2\pi\varepsilon_0 kT}{e^2} \ln(\alpha) d \approx 0,009 \times \ln(\alpha) d [\text{nm}] \quad (3.2-6)$$

Hierbei wurde Gebrauch gemacht von Gleichung (3.1-5), und es wurde eine Standardtemperatur von etwa 20°C angenommen. Wesentlich ist, dass sich eine lineare Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser d ergibt (während zum Beispiel die sich aus den Messungen von MELANDRI et al. (1983) ergebende kritische Ladungszahl j_{krit} , oberhalb von welcher ein signifikanter Effekt der Ladung auf die Deposition in der Lunge eintritt, bei großen Partikeln im Mikrometerbereich nur noch mit der Wurzel von d wächst, siehe Gleichung (5.6-15) im Abschnitt 5.6.1).

Generell ist α keine Konstante: In Gleichung (3.2-5) sind z_{air} (die vertikale Distanz zwischen der Stromleitung und einem Luftpaket) und damit t_0 (der Zeitpunkt, zu welchem das Luftpaket in den Einfluss der Ionenwolke gerät) festgelegt, die Zeit t und damit die finale vertikale Ausdehnung z_{ion} der Ionenwolke können beliebig anwachsen, dasselbe gilt somit auch für α . Dies gilt aber nur bei Abwesenheit der obenerwähnten Mischungs- oder Abbauprozesse, welche in der Realität aber stattfinden und das Anwachsen von Q/N begrenzen und eventuell umkehren.

Es erscheint deshalb nicht abwegig, α näherungsweise als konstant anzunehmen; da hier tendenziell ein Maximalwert für die Partikelbeladung abgeschätzt werden soll, wäre eine Überschätzung von α unkritisch. Bezogen auf einen Messort in einer festen Entfernung von der Leitung sind t und damit z_{ion} und α abhängig von der Windgeschwindigkeit, d.h. ein festgelegter Maximalwert für α kann gegebenenfalls zwar durch Momentanwerte überschritten werden, aber ggf. zumindest für das zeitliche Mittel gelten. Letztendlich kann die Frage nach einem zulässigen konstanten Wert für α nur durch Validierung anhand von Messwerten beantwortet werden.

Ein fester Faktor $\ln(\alpha)=1$ ergibt sich allerdings bei der zweiten Herangehensweise, welche weiter unten werden soll: der Integration über den kompletten Querschnitt der Ionenwolke. α selbst würde dann der Eulerschen Zahl $e \approx 2,718$ entsprechen. Folgt man dem Bild, dass der Faktor α dem Verhältnis z_{ion}/z_{air} entspricht, bedeutet die Annahme $\ln(\alpha) \leq 1$, dass dieses Verhältnis z_{ion}/z_{air} kleiner als etwa 2,7 ist, d.h. das Luftpaket befindet sich noch nicht im oberen Drittel der Vertikaldistanz z_{ion} (dies ist die Vertikalausdehnung der als rein vom Wind vorwärtsgetriebenen Ionenwolke, gerechnet von der Höhe der Stromleitung bis zur Untergrenze; ggf. ist diese Untergrenze hypothetisch, da die Ionenwolke rechnerisch auch in den Boden

hineinreichen kann); das Luftpaket war in diesem Fall maximal zwei Drittel der Zeit t , in welcher es die Strecke von der Stromleitung zum Messort zurücklegte, in Kontakt mit der Ionenwolke.

Integration über den kompletten Querschnitt der Ionenwolke: Die Herleitung funktioniert analog zur Herleitung von Gleichung (3.2-6), der wesentliche Unterschied besteht darin, dass $V'_{contact}$ jetzt nicht mehr identisch zu V ist, d.h. die Ionenwolke füllt nun nur noch einen Teil des in der Integration betrachteten Luftvolumens aus. Dieses Volumen V des Luftpakets muss hier genauer festgelegt und an die Ionenwolke angepasst werden:

- Analog zur Darstellung in Abschnitt 2.1.3 soll die von der Leitung ausgehende, sich mit dem Wind ausbreitende Ionenwolke in Segmente $A'dx$ zerlegt werden; dx ist eine arbiträre Dicke (in Bewegungsrichtung) und A' der Querschnitt der Ionenwolke, $A'dx$ ist somit das Volumen des Segments der Ionenwolke. A' soll dabei so definiert sein, dass das obere Ende des Querschnitts sich auf der Höhe der Stromleitung befindet (tatsächlich ist es somit der halbe Querschnitt einer sich symmetrisch nach oben und unten ausbreitenden Ionenwolke). Auch hier soll zur mathematischen Beschreibung angenommen werden, dass der Erdboden nicht vorhanden und somit eine unbegrenzte Ausbreitung nach unten möglich ist.
- Der Luftstrom, welcher sich mit dem Wind unter der Leitung durchbewegt, soll ebenfalls in Segmente mit Volumen $V = A_{air}dx$ zerlegt werden; dx ist dieselbe arbiträre Dicke, welche auch zur Definition der Segmente der Ionenwolke genutzt wurde. Auch das obere Ende des Luftpakets soll sich auf der Höhe der Stromleitung befinden, der Querschnitt A_{air} ist allerdings fest; er soll so groß sein, dass bis zum Endzeitpunkt der Integration gilt: $A' \leq A_{air}$. D.h. das Segment der Ionenwolke füllt in der Regel nur einen Teil des Segments des Luftstroms aus und geht keinesfalls über die Begrenzungen des Luftstrom-Segments hinaus. Es gilt somit

$$V'_{contact} = A'dx \leq A_{air}dx = V \quad (3.2-7)$$

n' ist auch hier die Ionenkonzentration der Ionenwolke, diese soll sich allgemein entsprechend Gleichung (2.1-3) verhalten (n , A und t sind durch n' , A' und t' zu ersetzen): wie von Näherung (2.1-2) erwartet, verringert sich n' stetig durch die stetige Vergrößerung des Querschnitts A' der Ionenwolke, zusätzlich darf auch ein nicht zu schneller exponentieller Abbau der Ionen stattfinden, der für eine weitere Verringerung von n' mit wachsender Zeit sorgt.

Durch Einsetzen von Gleichung (2.1-3) und (3.2-7) in Gleichung (3.2-4) ergibt sich:

$$Q = \beta_0 N \frac{dx}{eV} q_0 \int_0^t e^{-\gamma vt'} dt' = \beta_0 N \frac{dx}{eV} \frac{q_0}{\gamma v} (1 - e^{-\gamma vt}) = \beta_0 N \frac{A dx}{V} \frac{n}{\gamma v} (e^{\gamma vt} - 1) \quad (3.2-8)$$

Dieses Ergebnis resultiert, weil sich die in Gleichung (2.1-3) und (3.2-7) enthaltenen Querschnitte A' gerade gegeneinander kürzen und somit in der Integration nicht berücksichtigt werden mussten, das Ergebnis hängt also nicht davon ab, wie genau sich die Zeitabhängigkeit von A' darstellt.

Nun können noch zwei weitere Annahmen getroffen werden:

- Der Querschnitt des Luftstrom-Segments soll so definiert sein, dass gilt: $A_{air}=A$ und somit $V=Adx$, d.h. zum Endzeitpunkt der Integration füllt das Ionenwolken-Segment das Luftstrom-Segment genau aus (wäre dies noch nicht der Fall, d.h. $A < A_{air}$ und $Adx < A_{air}dx = V$, würde sich aus Gleichung (3.2-8) ein kleinerer Wert für Q ergeben. Der umgekehrte Fall, d.h. $A > A_{air}$ und $Adx > V$, wurde durch die Forderung ausgeschlossen, dass das Volumen V des Luftpakets ausreichend groß definiert wird, damit dieser Fall nicht eintritt).
- Es gilt die Näherung $e^{\gamma vt} - 1 \approx \gamma vt$. Diese kann als anwendbar betrachtet werden, solange das Produkt γvt kleiner als 0,2 bleibt: in diesem Fall wäre $(e^{\gamma vt} - 1)/\gamma vt$ etwa 1,1. $e^{-\gamma vt}$ wäre gleichzeitig etwa 0,8, d.h. die Näherung kann als gültig betrachtet werden, solange $q = q_0 e^{-\gamma vt}$, die Ladung der Ionenwolke pro Einheitslänge, in der Zeit t um weniger als ein Fünftel abfällt. Sofern die Näherung anwendbar ist, kürzt

sich somit auch die Windgeschwindigkeit v aus Gleichung (3.2-8) und Q ist somit proportional zum Produkt nt .

Unter diesen Annahmen ergibt sich einfach

$$Q \approx \beta_0 N n t \quad (3.2-9)$$

D.h. auch hier wäre die Integrale Exposition identisch zum Produkt nt , genau wie bei der Erzeugung von Ionen in einem geschlossenen Volumen, etwa in einem Partikelauflader. Der Unterschied besteht darin, dass in diesem Auflader n überhaupt konstant ist, während sich hier n auf die Ionenkonzentration bezieht, welche im Luftpaket am Ende, also zum Zeitpunkt t , vorliegt.

Anm.: Dieses Ergebnis hätte sich exakt ergeben, wenn man in Gleichung (2.1-3) $\gamma=0$ angenommen hätte, d.h. die Ionendichte pro Einheitslänge der Ionenwolke unterliegt überhaupt keinem exponentiellen Abfall und die Ionenkonzentration in der Ionenwolke ist ausschließlich umgekehrt proportional zum Querschnitt der Ionenwolke. Zwecks Ermittlung eines Maximalwerts für Q/N soll in der Tat im weiteren Verlauf für n ein Wert angenommen werden, welcher sich dann einstellen würde, wenn ein Ionenverlust durch Anlagerung an Partikel nicht stattfände und die Ladung der Ionenwolke pro Einheitslänge somit konstant bleibt. In der Herleitung von Gleichung (3.2-8) hätte der exponentielle Abfall somit eigentlich gar nicht berücksichtigt werden müssen, er wurde aber dennoch eingefügt, um zu illustrieren, dass die Proportionalität von Q/N zu nt in guter Näherung nicht nur in diesem Spezialfall eintritt; die Ergebnisse sind auch robust gegenüber einem leichten zusätzlichen exponentiellen Abfall, egal wodurch dieser verursacht wird.

Näherung (2.1-2), welche ebenfalls auf der Annahme einer reinen Windausbreitung der Ionenwolke beruht, liefert einen Maximalwert für das Produkt nt . Setzt man dieses in Gleichung (3.2-9) ein, ergibt sich (unter Nutzung der Gleichungen (3.1-4) und (3.1-5) sowie unter Annahme einer Standardtemperatur von etwa 20°C)

$$\frac{Q}{N} \approx \beta_0 n t \leq \beta_0 \frac{\varepsilon_0}{\mu e} = \frac{1}{2\lambda} = \frac{2\pi\varepsilon_0 kT}{e^2} d \approx 0,009 \times d [nm] \quad (3.2-10)$$

Gleichung (3.2-10) entspricht damit Gleichung (3.2-6) unter der Annahme $\ln(\alpha)=1$.

Der resultierende Wert für Q/N ist die Anzahl der pro Partikel im Durchschnitt aufgenommenen Ladungen. Dieser Durchschnitt gilt über das komplette Segment des Luftstroms. Innerhalb des Segments sollte sich allerdings ein vertikaler Gradient für Q und Q/N einstellen: die Partikel im oberen Teil des Segments befanden sich von Anfang an im Einflussbereich der Ionenwolke und Q sollte hier deutlich höhere Werte annehmen, die Partikel im unteren und damit bodennahen Teil hingegen geriet erst kurz vor Erreichen der Zeit t unter den Einfluss der Ionen, d.h. am unteren Rand des Luftpakets ist Q nahe Null (unter der hier genutzten Annahme, dass der Erdboden nicht vorhanden ist und sich die Ionenwolke somit beliebig weit nach unten ausbreiten kann). Aber selbst wenn man eine vertikale Durchmischung der Luft ausschließt, ergibt Gleichung (3.2-10) unter den hier genutzten Annahmen einen gültigen Maximalwert für Q in etwa den unteren zwei Dritteln der Vertikaldistanz zwischen der Untergrenze der Ionenwolke und der Höhe der Leitung (dies ergibt sich aus dem Vergleich von Gleichung (3.2-10) mit Gleichung (3.2-6), siehe dort).

In der Realität spielen Abbau- oder Mischungsprozesse eine wichtige Rolle und verringern die tatsächlichen Werte für Q bzw. Q/N ; insbesondere verringert sich bei Luftvermischung der vertikale Gradient dieser Werte. In einer festen Entfernung von der Leitung hängt der genaue Wert für α in Gleichung (3.2-6), zudem von der Windgeschwindigkeit ab, diese unterliegt jedoch ständigen Veränderungen, d.h. Gleichung (3.2-10) ist damit gegebenenfalls zumindest im Zeitmittel zur Maximalwertberechnung anwendbar. Letztendlich kann nur eine Validierung anhand von Messwerten entscheiden, ob Gleichung (3.2-10) tatsächlich zur Abschätzung der maximalen Partikelbeladung in größerer Entfernung von einer Hochspannungsleitung anwendbar ist oder gegebenenfalls mit einem Korrekturfaktor versehen werden muss.

Hier sollen noch einige praktische Aspekte des Maximalwerts für den Quotienten Q/N laut Gleichung (3.2-10) diskutiert werden. Dieser Maximalwert hängt (abgesehen von der Temperatur; hier sollen Standardtemperaturen angenommen werden) nur vom Partikeldurchmesser d ab; er ist unabhängig von

zum Beispiel der Leitungsspannung, der Windgeschwindigkeit oder der Entfernung zur Leitung. Er ist zudem auch unabhängig von der Polarität der Ionenwolke: positive und negative Ionen unterscheiden sich in ihrer elektrischen Mobilität μ , diese beeinflusst zwar sowohl den Ratenkoeffizient β_0 als auch den Maximalwert für nt , bei der Multiplikation beider Größen heben die Beiträge jedoch einander gerade auf.

Q/N laut Gleichung (3.2-10) stellt die unter Einfluss der Ionenwolke aufgenommenen Ladungen pro Partikel dar; die erhaltenen Werte können somit mit den Differenzen zwischen den Messwerten für Q/N windabwärts und windaufwärts einer Stromleitung verglichen werden. Zur Ermittlung der möglichen totalen mittleren Anzahl Ladungen pro Partikel müssen noch die Ladungen addiert werden, welche bereits zuvor im Gleichgewicht vorhanden waren. Wie diese abgeschätzt werden kann, wurde im Abschnitt 3.1 dargestellt. Die Addition sämtlicher Ladungen beider Polarität überschätzt dabei nochmals die totale Anzahl Ladungen pro Partikel nach Einwirken der Ionenwolke, denn in der Realität wurde ein Teil (aber nicht unbedingt alle) der zuvor vorhandenen entgegengesetzt zur Ionenwolke polarisierten Ladungen neutralisiert. Alternativ könnte man auch nur die zuvor vorhandenen gleichnamig geladenen Ladungen addieren; dies unterschätzt zwar ggf. den Beitrag der noch vorhandenen nicht neutralisierten entgegengesetzten Ladungen zur Bruttoladung, angesichts der übrigen hier vorgenommenen Vereinfachungen sollte dennoch eine Überschätzung der maximal möglichen mittleren Ladungszahl resultieren.

Gleichung (3.2-10) gibt einen Schätzwert für die Ladungsaufnahme pro Partikel einer bestimmten Größe; zur Bestimmung der Ladungsaufnahme einer polydispersen Partikelverteilung muss zusätzlich noch die Partikelgrößenverteilung berücksichtigt werden. Diese Verteilung ist situationsabhängig; Im Abschnitt 3.2.7 wurde dies exemplarisch durchgeführt, siehe Abbildung 3.2-2.

3.2.4 Maximale Partikelbeladung in Leitungsnähe

Ein naheliegender Vorschlag zur Ermittlung eines Maximalwerts für die Anzahl aufgenommenen Ladungen pro Partikel besteht darin, in Gleichung (3.2-9) anstelle von Näherung (2.1-2) den kompletten, ohne Einschränkungen und damit auch in Leitungsnähe gültigen Maximalwert für die Ionenkonzentration laut Gleichung (2.1-1) einzusetzen. Es muss aber betont werden, dass dies eine Ad-Hoc-Annahme ist. Denn Gleichung (3.2-9) beruht bereits auf derselben Annahme, die auch Näherung (2.1-2) zugrunde liegt: Ionen werden ausschließlich mit dem Wind von der Leitung weggetrieben, die Anzahl Ladungen pro Einheitslänge der Ionenwolke bleibt dabei erhalten, aber der Querschnitt der Ionenwolke vergrößert sich stetig und es geraten somit nach und nach immer mehr Partikel in den Einflussbereich der Ionenwolke (Gleichung (3.2-9) trifft keine Annahmen zur genauen Zeitabhängigkeit des Querschnitts und damit der Ionenkonzentration; Näherung (2.1-2) addiert die zusätzliche Information, dass sich die Ionenkonzentration n umgekehrt proportional zur Zeit verhält). Im Nahbereich der Leitung ist die Beschreibung der Propagation der Ionenwolke als reine Windausbreitung allerdings unvollständig: hier sorgen die elektrischen Feldkräfte dafür, dass sich ein Großteil der Ionen auf eher direktem Weg von der Leitung in Richtung Boden bewegt und zum Teil bereits direkt unter oder sogar windaufwärts der Leitung bereits den Boden erreicht. D.h. praktisch geraten alle Partikel auch hier schon unter Ioneneinfluss.

Ein Einsetzen von Gleichung (2.1-1) in Gleichung (3.2-9) ist physikalisch wie folgt begründbar: Die Annahme der reinen Windausbreitung ging davon aus, dass sich die Ionen zu Beginn ($t=0$) konzentriert in Leitungsnähe aufhielten und sich dann nach unten ausbreiteten (das Luftpaket wurde so definiert, dass sich seine Obergrenze auf Leitungshöhe befindet). Die totale Anzahl Ionen innerhalb des als fest angenommenen Volumens des Luftpakets bleibt damit gleich (denn der Verlust von Ionen wurde vernachlässigt), nur die Verteilung ändert sich. Gleichung (3.2-9) ergab denselben Wert für die Anzahl aufgenommenen Ladungen pro Partikel (Q/N), welcher sich auch ergeben hätte, wenn die Ionen über den gesamten Zeitraum t im Luftpaket gleichverteilt gewesen wären. Es wird nun einfach angenommen, dass dies auch in Leitungsnähe gilt. Hier ist die Annahme zwar eigentlich nicht berechtigt, denn unter Einfluss der elektrischen Felder bewegt sich ein Teil der Ionen direkt Richtung Boden, die durchschnittliche Ionenkonzentration im Luftpaket nahm mit der Zeit also ab (unabhängig davon, in welcher Höhe man die Untergrenze des Luftpakets ansetzt). Die daraus resultierende Unterschätzung der Ladungsaufnahme gleicht sich aber ggf. dadurch aus, dass ein Teil der entstandenen Partikelladungen mittlerweile durch

Abbau- und Mischungsprozesse neutralisiert wurde, und dass bei jeder Anlagerung von Ionen an Partikel die Ionen verlorengehen (beide Vorgänge werden in Gleichung (3.2-9) nicht berücksichtigt). Dies ist offenbar eine Ad-Hoc-Annahme und bedarf der Validierung. Tatsächlich zeigen die soweit verfügbaren Messungen der Anzahl Ladungen pro Partikel (Q/N) aber, dass die Herangehensweise durchaus zielführend sein kann: Q/N zeigt quantitativ einen ähnlichen Verlauf in Abhängigkeit von der Entfernung wie die Ionenkonzentration n : die Maxima von n und Q/N windabwärts der Leitung treten etwa in derselben Entfernung auf, und auch der anschließende Abfall verläuft ähnlich; siehe zum Beispiel Abbildung 3.3-5 (für eine Gleichstromleitung) oder Abbildung 3.3-6 (für eine Wechselstromleitung).

Einsetzen von Gleichung (2.1-1) in Gleichung (3.2-9) ergibt

$$\frac{Q}{N} \leq \beta_0 \frac{\varepsilon_0}{e} \left(\frac{U}{v} \frac{x}{x^2+h^2} + \frac{1}{\mu} \frac{x^2}{x^2+h^2} \right) \approx 0,009 \times d[nm] \left(\frac{\mu U}{v} \frac{x}{x^2+h^2} + \frac{x^2}{x^2+h^2} \right) \quad (3.2-11)$$

Im Vergleich zu Gleichung (3.2-10) ergibt sich nun also ein zusätzlicher Faktor, welcher direkt unter der Leitung ($x=0$) Null ist, dann in einer bestimmten Entfernung x ein Maximum erreicht und für große x wieder absinkt und gegen 1 konvergiert. Gleichung (3.2-11) würde somit in Leitungsnähe ggf. deutlich höhere Ladungen pro Partikel erlauben als Gleichung (3.2-10), während sie in größeren Entfernungen gegen Gleichung (3.2-10) konvergiert. Gleichung (3.2-11) hat eine geringere Universalität als Gleichung (3.2-10), denn die Größen U und v sind nun explizit enthalten. Speziell für den Fall $v=0$ würden sich unendlich hohe Maximalwerte ergeben, d.h. eine bestimmte Mindest-Windgeschwindigkeit muss hier angenommen werden. Denn je niedriger die Windgeschwindigkeit, umso länger verbleiben die Partikel im Nahbereich der Leitung; bei $v=0$ würden sie eine unendlich lange Zeit dort verbleiben. $v=0$ tritt in der Praxis allerdings sehr selten ein (wenn dies eintritt, würden andere bisher vernachlässigte Faktoren die Ladungsaufnahme begrenzen: zum Beispiel unterliegen die geladenen Partikel ebenfalls der elektrostatischen Abstoßung und würden somit von der Leitung weggetrieben, und auch die noch vorhandenen bzw. auf natürlichem Weg neuentstehenden entgegengesetzt geladenen Ionen begrenzen die Beladung. Überdies können sich die geladenen Partikel bei Windstille nicht weit von der Leitung entfernen, die Wirkung bleibt also auf einen engen Bereich begrenzt). Es sei dazu bemerkt, dass der einfache Maximalwert laut Gleichung (3.2-10) zwar keine konkrete Mindestannahme für die Windgeschwindigkeit v erfordert, die Herleitung setzte jedoch implizit eine reine Windausbreitung der Ionenwolke voraus und ist somit ebenfalls nur bei erhöhten Windgeschwindigkeiten gültig.

Auch hier gilt, wie bereits am Ende von Abschnitt 3.2.3 für mit Gleichung (3.2-10) festgestellt, dass Q/N , berechnet mit Gleichung (3.2-11), sich nur auf die unter Einfluss der Ionenwolke aufgenommenen Ladungen pro Partikel bezieht. Wie dort beschrieben, müssen zur Ermittlung des Maximalwerts für die totale mittlere Anzahl Ladungen pro Partikel noch die Ladungen addiert werden, welche bereits zuvor im Gleichgewicht bei Partikeln dieser Größe vorhanden waren.

3.2.5 Poisson-Verteilung

Die bisherigen Abschätzungen betreffen allerdings nur die mittlere Anzahl Ladungen pro Partikel. Für detaillierte Studien zum möglichen Ladungseinfluss auf die Deposition von Partikeln im Atemtrakt ist aber weniger die mittlere Ladung relevant, sondern vielmehr der relative Anteil an Partikeln eines bestimmten Durchmessers, welche eine bestimmte Ladungszahl übersteigen. Auch für den Vergleich mit einigen Messstudien im Umfeld von Hochspannungsleitungen, etwa den Messstudien von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) und BAILEY et al. (2012), siehe Abschnitte 3.3.4 und 3.3.6, ist eine Ladungsverteilung erforderlich, welche den prozentualen Anteil der Partikel mit einem bestimmten Durchmesser und einer bestimmten Ladungszahl relativ zu allen Partikeln desselben Durchmessers wiedergibt.

Die Wahrscheinlichkeit, dass sich die Ladungszahl eines Partikels von j auf k erhöht, kann mittels der Poisson-Verteilung abgeschätzt werden. Im Allgemeinen gibt die Poisson-Verteilung die Wahrscheinlichkeit wieder, dass sich ein Ereignis, welches mit einer bestimmten festen Wahrscheinlichkeit auftritt, innerhalb einer Zeit t gerade x -mal wiederholt; im konkreten Fall wäre $x=k-j$. Der andere zur Berechnung der Poisson-Verteilung notwendige Parameter ist der Erwartungswert, welcher die mittlere Auftretshäufigkeit eines

Ereignisses innerhalb einer Zeit t beschreibt. Zu dessen Berechnung soll hier auf dieselbe Weise vorgegangen werden im Abschnitt 3.2.3: es soll der durchschnittliche Erwartungswert über den Querschnitt der Ionenwolke berechnet werden, und es soll eine reine Windausbreitung der Ionenwolke angenommen werden. Es wird allerdings von Gleichung (3.2-1) statt (3.2-2) ausgegangen: es wird nicht die Aufnahme der Ladungen pro Zeit für alle Partikel betrachtet, sondern nur für die Partikel, welche vor Einwirken der Ionenwolke eine Ladungszahl j trugen (die jetzt durchaus auch negativ sein kann, d.h. die in Abschnitt 3.2.3 genutzte Annahme, dass alle entgegengesetzten Ladungen durch die Ionenwolke unmittelbar neutralisiert wurden, ist hier nicht mehr erforderlich). Nach einer Vorgehensweise analog zu Abschnitt 3.2.3 ergibt sich der Erwartungswert als

$$\frac{Q_j}{N_j} \approx \beta_j n t \quad (3.2-12)$$

Diese Gleichung ähnelt Gleichung (3.2-9); anstelle von N (der Gesamtzahl aller Partikel mit einem bestimmten Durchmesser) wurde hier jedoch N_j eingesetzt (die Gesamtzahl aller Partikel mit einem bestimmten Durchmesser, welche vor Einwirken der Ionenwolke eine bestimmte Ladungszahl j trugen). Entsprechend wird hier der Ratenkoeffizient β_j verwendet, welcher für die Anlagerung eines weiteren Ions der Ionenwolke an ein Partikel mit Ladungszahl j gilt (Gleichung (3.2-9) nahm vereinfachend an, dass alle Partikel neutral sind und somit der Ratenkoeffizient β_0 gilt). Der Quotient Q_j/N_j beschreibt entsprechend die mittlere Anzahl Ladungen, welche pro Partikel mit ursprünglicher Ladungszahl j in der Zeit t aufgenommen werden, und ist also der Erwartungswert.

Wie im Abschnitt 3.2.3 soll auch hier angenommen werden, dass sich der Ratenkoeffizient β_j bei der Anlagerung eines Ions nicht ändert, d.h. auch wenn sich eine zweite, dritte etc. Ladung anlagert beträgt der Koeffizient trotzdem weiterhin β_j . Dies wird die tatsächliche Ladungsaufnahme überschätzen, da der tatsächliche Koeffizient mit wachsendem j sinkt.

Die Formel der Poisson-Verteilung ist damit wie folgt:

$$P_{k,j} = \frac{(\beta_j n t)^{k-j}}{(k-j)!} e^{-\beta_j n t} \quad (3.2-13)$$

$P_{k,j}$ ist der prozentuale Anteil aller Partikel eines bestimmten Durchmessers, deren Ladungszahl sich innerhalb der Zeit t von j auf k erhöhte (relativ zu allen Partikeln mit demselben Durchmesser und mit derselben Start-Ladungszahl j).

Die Partikel-Ladungszahl j ist so definiert, dass positive Werte für eine Polarität identisch zur Polarität der Ionenwolke stehen. Ein Ausdruck für β_j ergibt sich damit aus Gleichung (3.1-2) bzw., im Spezialfall $j=0$, aus Gleichung (3.1-5). Auch hier soll wieder angenommen werden, dass nt den Maximalwert laut Gleichung (2.1-2) erreicht (dieser Maximalwert gilt über den kompletten Querschnitt der Ionenwolke und ist unabhängig von der Leitungsspannung oder von der genauen Entfernung zur Leitung, er kann jedoch in Leitungsnähe überschritten werden. Dies soll im Folgenden nicht betrachtet werden). Damit ergibt sich

$$P_{k,j} = \frac{1}{(k-j)!} \left(\frac{j}{\exp(2\lambda j) - 1} \right)^{k-j} \exp \left(- \frac{j}{\exp(2\lambda j) - 1} \right) \quad (3.2-14)$$

bzw., im Fall $j=0$

$$P_{k,0} = \frac{1}{k!} \left(\frac{1}{2\lambda} \right)^k \exp \left(- \frac{1}{2\lambda} \right) \quad (3.2-15)$$

Der Parameter λ ist dabei durch Gleichung (3.1-4) definiert; abgesehen von einer Temperaturabhängigkeit ist λ lediglich umgekehrt proportional zum Partikeldurchmesser d . Zudem sind Gleichungen (3.2-14) und (3.2-15) nicht von der Polarität der Ionenwolke abhängig: die in β_j und nt enthaltenen Abhängigkeiten von

der (für beide Polaritäten verschiedenen) Ionenmobilität heben sich bei der Multiplikation beider Größen gerade auf.

$P_{k,uni}$ ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Partikel einer bestimmten Größe nach Einwirken der unipolaren Ionenwolke die Ladungszahl k trägt (das heißt, $P_{k,uni}$ ist gleich dem Verhältnis von N_k , der Anzahl aller Partikel mit einem bestimmten Durchmesser und einer bestimmten Ladungszahl k , dividiert durch N , der Gesamtzahl aller Partikel mit diesem Durchmesser. $P_{k,0}$, berechnet mit Gleichung (3.2-15), stellt schon für sich allein schon einen guten Annäherungswert an $P_{k,uni}$ dar. Die Gleichsetzung von $P_{k,uni}$ und $P_{k,0}$ würde der Annahme entsprechen, dass alle Partikel vor dem Einwirken der Ionenwolke neutral waren, siehe unten die Diskussion zu Abbildung 3.2-1. Eine genauere Abschätzung der finalen Ladungsverteilung $P_{k,uni}$ basiert allerdings auf dem Produkt $P_{j,equ}P_{k,j}$; $P_{k,j}$ ist das Ergebnis von Gleichung (3.2-14), bzw., im Fall $j=0$, von Gleichung (3.2-15), $P_{j,equ}$ ist die Wahrscheinlichkeit, dass die Partikel im vorhergehenden Gleichgewicht eine Ladungszahl j trugen. Aus der Summe über alle Produkte $P_{j,equ}P_{k,j}$ ergibt sich $P_{k,uni}$:

$$P_{k,uni} = \frac{N_k}{N} = \sum_{j=-\infty}^k P_{j,equ} P_{k,j} = \frac{1}{\sum_{j=-\infty}^{\infty} \left(\frac{N_j}{N_0}\right)} \sum_{j=-\infty}^k \left(\frac{N_j}{N_0}\right) P_{k,j} \quad (3.2-16)$$

$P_{j,equ}$ ergibt sich aus Gleichung (3.1-8), das in dieser Gleichung enthaltene Verhältnis N_j/N_0 , d.h. das Gleichgewichts-Verhältnis aller Partikel einer bestimmten Größe mit Ladungszahl j zu allen neutralen Partikeln derselben Größe, ergibt sich aus Gleichung (3.1-6), der Ladungsgleichgewichts-Verteilung von CLEMENT & HARRISON (1991). In der Praxis muss die Summierung nicht ab bzw. bis Unendlich erfolgen, sondern nur für alle j , für welche sich noch nennenswerte Beiträge ergeben.

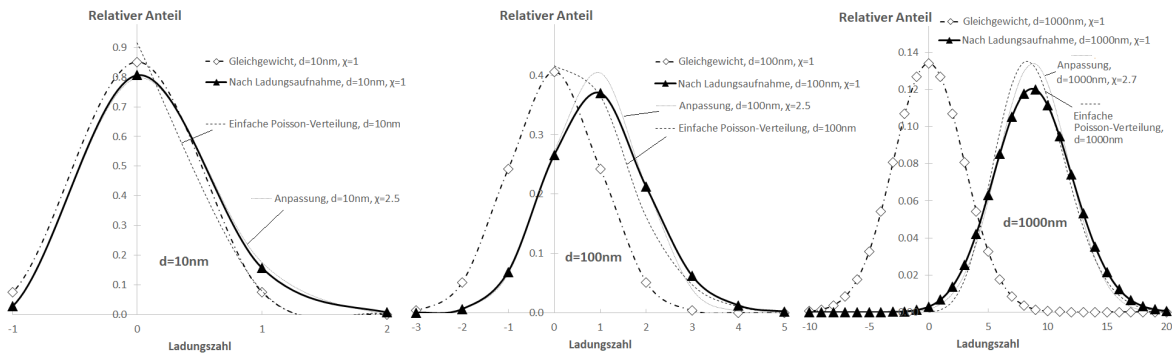


Abbildung 3.2-1: Berechnete Ladungsverteilung im Gleichgewicht sowie nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke.

Abbildung 3.2-1 zeigt die Ladungsverteilung, exemplarisch berechnet für Partikeldurchmesser 10, 100 und 1.000 nm, im Gleichgewicht ($P_{j,equ}$, Strich-Punkt-Linie & offene Karos) und nach Einwirken der Ionenwolke auf diese Gleichgewichtsverteilung ($P_{k,uni}$, fette Linien und volle Dreiecke). Es wurde dabei angenommen, dass im Gleichgewicht eine perfekt symmetrische Ladungsverteilung vorlag ($\chi=1$, diese Größe geht in das Verhältnis N_j/N_0 in Gleichung (3.2-16) ein); wäre χ kleiner oder größer, würden sich die Kurven sowohl vor als auch nach Einwirken der Ionenwolke nach links bzw. rechts verschieben.

In Abbildung 3.2-1 wurde zudem getestet, ob die sich aus Gleichung (3.2-16) ergebenden Verläufe für $P_{k,uni}$ auch mittels einfacher analytischer Gleichungen angepasst werden können (denn die Berechnung von $P_{k,uni}$ mittels Gleichung (3.2-16) beinhaltet mehrere Summenbildungen). Eine Variante, die „einfache Poisson-Verteilung“ (gestrichelte Linie), beruht wie oben erwähnt auf der Gleichsetzung von $P_{k,uni}$ mit $P_{k,0}$ laut Gleichung (3.2-15); dies entspricht der Annahme, dass vor Einwirken der Ionenwolke alle Partikel neutral waren (oder dass sie, falls sie zuvor entgegengesetzt zur Ionenwolke geladen waren, bei der ersten Begegnung mit dieser unmittelbar neutralisiert wurden; dieselbe Annahme liegt auch der im Abschnitt 3.2.3 vorgestellten Berechnung der mittleren Anzahl angelagerter Ladungen pro Partikel zugrunde). Für Partikel, welche zuvor eine gleichnamige Ladung trugen, unterschätzt diese Annahme zwar die Start-Ladungszahl - wenn die Wahrscheinlichkeit der Ladungsaufnahme nicht von der aktuellen Partikel-Ladungszahl abhinge, würde dies somit auch die finale Ladungszahl unterschätzen. Tatsächlich hängt diese Wahrscheinlichkeit aber durchaus von der aktuellen Ladungszahl ab, und Gleichung (3.2-15) überschätzt im

Vergleich zu Gleichung (3.2-16) diese Wahrscheinlichkeit (denn Gleichung (3.2-15) rechnet mit einem Ratenkoeffizient β_0 , Gleichung (3.2-16) mit einem Ratenkoeffizient β_j , dieser ist für $j>0$ gleichnamig geladene Partikel kleiner als β_0).

Für 1.000-nm-Partikel ergibt sich laut Abbildung 3.2-1 offenbar eine sehr gute Übereinstimmung hinsichtlich der Lage der Verteilungen laut kompletter Poisson-Verteilung Gleichung (3.2-16) und einfacher Poisson-Verteilung (3.2-15), letztere ergibt nur etwas höhere und geringfügig schmalere Verteilung (diese sehr gute Übereinstimmung ergibt sich allerdings auch dank der Annahme $\chi=1$ für das vorherige Gleichgewicht. In realer Hintergrundluft variiert χ typischerweise zwischen 0,7 und 1,5. Bei Werten kleiner oder größer als 1 wären sowohl die Gleichgewichtsverteilung als auch die komplette Poisson-Verteilung etwas nach links oder rechts verschoben, während die einfache Poisson-Verteilung nicht von χ abhängt). Bei 10- und 100-nm-Partikeln erwartet die komplette Poisson-Verteilung etwas höhere Anteile von Partikeln mit höheren Ladungszahlen als die einfache Verteilung. Zudem bleibt bei 100-nm-Partikeln auch noch eine signifikante Anzahl entgegengesetzt geladener Partikel erhalten, während die einfache Poisson-Verteilung definitionsgemäß nur Ladungszahlen ≥ 0 zulässt.

Schließlich wurde in Abbildung 3.2-1 auch versucht, die komplette Poisson-Verteilung laut Gleichung (3.2-16) als Gleichgewicht gemäß Gleichung (3.1-8) anzupassen, aber mit χ als freiem Parameter (gepunktete Linie, die jeweils genutzten Werte für χ sind angegeben). Die beste Übereinstimmung ergab sich für alle drei untersuchten Partikeldurchmesser, wenn χ im Bereich 2,5-2,7 angenommen wurde (diese Werte ergaben sich, wenn im vorherigen Gleichgewicht $\chi=1$ angenommen wurde; wären die Werte kleiner oder größer, würden sich hier auch etwas andere χ -Werte ergeben). Es gaben sich somit über drei Partikel-Größenordnungen praktisch identische Werte für χ . Dieser Befund ist von Bedeutung für die Anwendbarkeit der Methode von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008), siehe Abschnitt 3.3.4.

3.2.6 Mischungs- und Abbau-Mechanismen

Wie im Abschnitt 2.1.2 dargestellt, ergibt sich für die Cluster-Ionen-Konzentration n ein theoretischer Maximalwert, welcher mit wachsender Entfernung von der Hochspannungsleitung abfällt; Messungen bestätigten die Theorie. Die Partikel-Ladungskonzentrationen verhalten sich laut entsprechender Messungen durchaus ähnlich. Theoretisch sollte die Partikel-Ladungskonzentration in einem bestimmten Abstand von der Leitung allerdings nicht vom Momentanwert für n in diesem Abstand abhängen, sondern vielmehr vom Integral von n über die Zeit, in welcher das Luftpaket in Kontakt mit der Ionenwolke stand. Ein derartige Integration für ein festes Luftvolumen liefert, wie im Abschnitt 3.2.3 dargestellt, wiederum einen mit der Zeit und damit der Entfernung unbegrenzt anwachsenden Wert für die Partikel-Ladungskonzentration (solange die Ionenkonzentration nicht auf null abgesunken ist, diese liegt aber durchaus auch in mehreren hundert Metern von der Leitung noch deutlich über typischen Hintergrundwerten). Um trotzdem mathematisch eine Partikel-Ladungskonzentration zu erhalten, welcher mit wachsender Entfernung nicht steigt oder sogar wieder abfällt, ist es also unabdingbar, zumindest implizit Mechanismen anzunehmen, welche für eine Verringerung der Ladungen pro Partikel sorgen und welche vergleichsweise schnell wirken. Dies geschah in der im Abschnitt 3.2.3 dargestellten Herleitung von Gleichung (3.2-10) implizit dadurch, dass die Ladungsaufnahme pro Partikel nicht für ein festes Luftpaket, sondern als Durchschnitt über den kompletten Querschnitt der Ionenwolke berechnet wurde.

Hier soll dargestellt werden, welche Mischungs- und Abbau-Mechanismen in der Realität existieren; eine Quantifizierung soll auch hier nicht vorgenommen werden, weil die dafür notwendigen Randbedingungen nicht genau bekannt bzw. in der Praxis variabel sind.

In der Herleitung sämtlicher Gleichungen wurden laminare Strömungsverhältnisse angenommen. In der Praxis kann jedoch turbulenter Luftaustausch zu einer schnellen Zerstreuung sowohl der Ionen als auch der bereits beladenen Partikel, und ggf. auch zu erhöhten Verlusten am Boden führen. Im Allgemeinen sollte vertikaler Luftaustausch dazu führen, dass sich der vertikale Gradient der Anzahl aufgenommener Ladungen pro Partikel verringert, d.h. die Werte an einem beliebigen Punkt innerhalb der Ionenwolke würden sich an den Wert nach Gleichung (3.2-10), welcher eigentlich nur einen Mittelwert über den Querschnitt der Ionenwolke in Leitungsferne bildet, angleichen, bzw. (bei Einmischung von Luft von

außerhalb der Ionenwolke) diesen überall unterschreiten. In der Praxis nimmt die Bedeutung von Turbulenzen mit wachsender Windgeschwindigkeit zu.

Es wurde angenommen, dass sich geladene Partikel (genau wie ungeladene Partikel) horizontal mit dem Wind bewegen. In der Realität driften auch einseitig geladene Partikel aufgrund der abstoßenden Kräfte auseinander, zudem unterliegen geladene Partikel genau wie Ionen der Kraftwirkung der elektrischen Felder, welche zwischen Leitung und Boden aufgebaut wurden, und werden somit Richtung Boden gezogen. Beide Vorgänge geschehen aufgrund der höheren Masse und damit geringeren elektrischen Mobilität jedoch deutlich langsamer als bei Ionen. Hier ein Beispiel: Die im Abschnitt 3.3.2 diskutierten Messungen von SUDA & SUNAGA (1990b) betrafen geladene Partikel (Große Ionen) im Größenbereich 12 - 40 nm, in dem Bereich existieren praktisch keine Mehrfachbeladungen. Damit ergeben sich Mobilitäten, welche etwa um den Faktor 100 bis 1.000-mal kleiner waren als bei Cluster-Ionen (siehe Abschnitt 2.3.11). Die Modellstudie von SUDA & SUNAGA (1995), siehe Abschnitt 3.3.3, verglich diese gemessenen Konzentrationen Großer Ionen mit Modellerwartungen. Im Modell wurden die Mobilitäten und die elektrostatischen Kraftwirkungen berücksichtigt, sie spielten demnach aber nur eine geringe Rolle).

In der Hintergrundluft liegen Ionen beider Polarität vor; im Fall von bipolaren Gleichspannungsleitungen oder Wechselspannungsleitungen gehören dazu auch Ionen, welche an den entgegengesetzt polarisierten Leiterseilen bzw. im jeweils anderen Halbzyklus erzeugt wurden. Nur ein Teil der entgegengesetzt geladenen Ionen wird bei Passage der Leitung neutralisiert, die übrigen gelangen mit dem Wind in die Bereiche windabwärts der Leitung. Hier können diese Ionen zum einen direkt einen Teil der emittierten Ionenwolke neutralisieren. In absoluten Zahlen bleibt dabei die Differenz zwischen den Ionenkonzentrationen beider Polaritäten allerdings erhalten, denn die Ionen gehen paarweise verloren. Das Verhältnis der Ionenkonzentrationen zueinander gestaltet sich somit sogar noch dramatischer als ohne Neutralisation (das Verhältnis bestimmt die Lage des Ladungsgleichgewichts, siehe Abschnitt 3.1). Zudem können noch vorhandene Hintergrund-Ionen der entgegengesetzten Polarität die entstandenen Partikelladungen wieder teilneutralisieren. Der Beitrag dieses Verlustmechanismus sollte aber gering sein: selbst ohne gegenseitige Neutralisation von Ionen können sich direkt unter der Leitung durchaus Verhältnisse der beiden Polaritäten im Bereich von 100 oder Vielfachen davon bilden (und eine gegenseitige Neutralisation der Ionen würde das Verhältnis verschärfen); nimmt man an, dass sich unter diesen Bedingungen ein Ladungsgleichgewicht einstellt, würde Gleichung (3.1-6) immer noch sehr hohe Partikelbeladungen gestatten.

In der Praxis kommen zu den Hintergrund-Ionen der entgegengesetzten Polarität allerdings noch die Ionen hinzu, welche durch den Erd-Korona-Effekt erzeugt werden; die durch Stromleitungen und Ionenwolken erzeugten elektrischen Felder bewirken Punktladungen der entgegengesetzten Polarität an zum Beispiel den Spitzen von Grashalmen oder anderen Pflanzen. Die so erzeugten Ionen können unter Umständen die Konzentration der noch vorhandenen Hintergrund-Ionen um ein Mehrfaches übersteigen. Auf die Bedeutung des Erd-Korona-Effekts wiesen u.a. SUDA & SUNAGA (1995) hin, siehe Abschnitt 3.3.3. Diese Modellstudie schloss an die im Abschnitt 3.3.2 vorgestellte Messstudie von SUDA & SUNAGA (1990b) an; die dort gemessenen Konzentrationen von Ionen und geladenen Partikeln (nur bis 40 nm) im Umfeld einer 750-KV-HGÜ-Versuchsleitung wurden mit einem numerischen Modell verglichen, welches die Beziehung zwischen Leitungsspannung, Windstärke, elektrischen Feldern, Ionenstromdichte und Partikelladungen darstellt. Ohne Berücksichtigung des Erd-Korona-Effekts hätten die Konzentrationen geladener Partikel in größerer Entfernung von der Leitung einen konstanten Wert angestrebt, mit Berücksichtigung hingegen würden sie auch in größerer Entfernung graduell abfallen; dies entsprach den Messergebnissen (die beste Übereinstimmung ergab sich unter der Annahme, dass der Erd-Korona-Effekt Ionen-Konzentrationen von 1.000 cm^{-3} erzeugt; direkte Messungen der Erd-Korona-Ionen erfolgten allerdings nicht). Der Erd-Korona-Effekt ist auch deshalb interessant, weil die Intensität des Effekts proportional zur Intensität der an der Leitung erzeugten Ionenwolke sein sollte, d.h. das Asymmetrie-Verhältnis laut Gleichung (3.1-7) ist ggf. nach oben begrenzt, damit würde sich auch bei Annahme eines Ladungsgleichgewichts gemäß Gleichung (3.1-6) ein Maximalwert für die Partikelbeladung ergeben. Im Abschnitt 3.3.2 wurde eine entsprechende Abschätzung zu den Messungen von SUDA & SUNAGA (1990b) durchgeführt. Im Allgemeinen liegen jedoch zu wenig quantitative Informationen zur erwartenden Stärke dieses Effekts vor.

3.2.7 Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der Partikelgrößenverteilung

Bis hierher wurden nur die durchschnittlichen Ladungen und Ladungsverteilungen für Partikel eines bestimmten Durchmessers betrachtet. Die meisten einschlägigen Messungen liefern aber eine Partikel-Ladungskonzentration (entweder Brutto- oder Nettowerte, je nach Messverfahren) über einen bestimmten Partikel-Größenbereich, deshalb muss zum Vergleich mit theoretischen Erwartungen die Partikelgrößenverteilung berücksichtigt werden.

Die Partikelgrößenverteilung ist abhängig von der jeweiligen Situation, hier kann deshalb nur eine beispielhafte Darstellung erfolgen. Abbildung 3.2-2 zeigt die durchschnittliche Partikel-Größenverteilung (schwarze Kreuze; die Summe über alle gezeigten Datenpunkte beträgt 1), welche sich im Mittel aus 6-monatigen Messungen (Januar-Juni 2020) an einem ländlichen Standort in Sachsen ergab (der Standort war Melpitz bei Torgau, durchgeführt wurde die Messung vom Leibniz-Institut für Troposphärenforschung Leipzig). Das Maximum lag im Bereich 30-50 nm.

Abbildung 3.2-2 zeigt zudem die absolute Anzahl Ladungen pro Partikel, welche sich für jeden Partikeldurchmesser bei Annahme der Gleichgewichts-Ladungsverteilung gemäß Gleichung (3.1-6) ergibt (grüne volle Linie, Werte auf rechter Achse). Mit wachsendem Partikeldurchmesser wächst die Anzahl Ladungen pro Partikel an, oberhalb von einem Durchmesser von etwa 200 nm trägt bereits im Gleichgewicht jedes Partikel im Durchschnitt mindestens eine Ladung, oberhalb von 700 nm mindestens zwei. Die Berechnung erfolgte für den Fall einer perfekt symmetrischen Ladungsverteilung, d.h. $\chi=1$, die Ladungszahlen individueller Partikel sind in dem Fall jeweils zur Hälfte positiv und negativ; die Netto-Ladung im Luftpaket beträgt Null. Die Summe aus positiven und negativen Ladungen verschiebt sich bei leichten Abweichungen des Asymmetrie-Verhältnisses χ von 1 allerdings kaum.

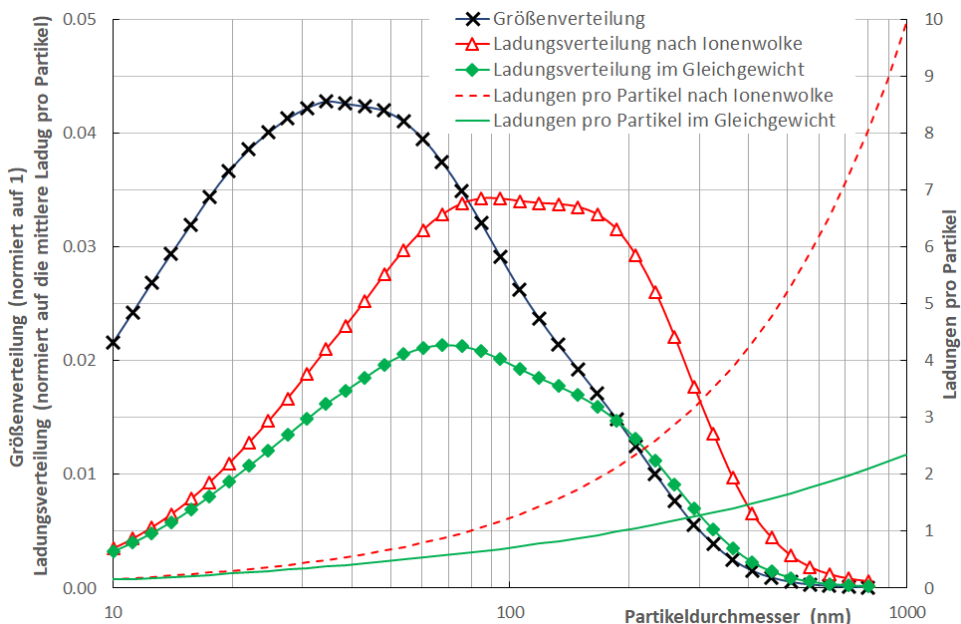


Abbildung 3.2-2: Partikelgrößenverteilung, gemessen Januar-Juni 2020 in Melpitz, Sachsen. Dazu die Anzahl Ladungen pro Partikel, berechnet für das Ladungsgleichgewicht sowie nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke, und die sich damit ergebende Partikel-Ladungsverteilung.

Diese Anzahl durchschnittlicher Ladungen pro Partikel wurde nun mit der gemessenen Partikel-Größenverteilung multipliziert: es ergibt sich die Partikel-Ladungsverteilung im Gleichgewicht (grüne Karos). Diese zeigt ein Maximum im Bereich 50-70 nm – zu größeren Partikeln nimmt zwar die Ladung pro Partikel zu (dort, wo die Partikel-Ladungsverteilung höhere Werte annimmt als die Partikel-Größenverteilung, tragen die Partikel im Mittel mehr als eine Ladung), gleichzeitig sinkt aber die Anzahl Partikel rapide, so dass große Partikel dennoch nur einen geringen Anteil zur Gesamt-Konzentration der Partikelladungen beitragen. Über die gesamte hier dargestellte Partikelverteilung von 10 bis 800 nm ergab sich eine Beladung von durchschnittlich 0,5 Ladungen pro Partikel. Derselbe Wert hätte sich im Gleichgewicht ergeben, wenn alle Partikel einen Durchmesser von 48 nm hätten; dieser Durchmesser kann

also als Äquivalenzdurchmesser der gegebenen Partikel-Ladungsverteilung im Gleichgewicht betrachtet werden. Dieser Wert kann allerdings nicht verallgemeinert werden: er hängt zum einen von der genauen Partikelgrößenverteilung in der konkreten Situation ab, und zudem auch von den genauen Ober- und Untergrenzen, innerhalb von welchen die Partikelladungen und Partikelkonzentrationen messtechnisch erfasst wurden.

Die Wirkung der unipolaren Ionenwolke wurde, analog zur Vorgehensweise im Abschnitt 3.2.3, unter der Annahme beschrieben, dass alle im Gleichgewicht vorhandenen entgegengesetzten Ladungen neutralisiert wurden, und dass jedes Partikel im Durchschnitt anschließend die sich aus Gleichung (3.2-10) ergebende Anzahl Ladungen aufnahm. Diese werden zu den zuvor im Gleichgewicht vorhandenen gleichnamigen Ladungen addiert (diese machten beim angenommenen Asymmetrie-Verhältnis $\chi=1$ gerade die Hälfte aller Ladungen im Gleichgewicht aus). Es ergibt sich die in Abbildung 3.2-2 gezeigte Anzahl Ladungen pro Partikel nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke (rote gestrichelte Linie, Werte auf der rechten Achse). Eine durchschnittliche Partikel-Ladungszahl von 1 bzw. 2 wird nun schon bei einem Partikeldurchmesser von 80 bzw. 180 nm überschritten, bei 1.000 nm erreicht die durchschnittliche Partikel-Ladungszahl etwa den Wert 10. Die Ladungen sind unter den hier getroffenen Annahmen alle gleichnamig.

Auch hier erfolgte wieder eine Multiplikation mit der Partikel-Größenverteilung; es ergibt sich die Partikel-Ladungsverteilung nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke (rote Dreiecke). Das Maximum der Verteilung verschob sich nun zu größeren Partikeln, es ergab sich ein breites Maximum zwischen etwa 80 und 170 nm. Über die gesamte hier dargestellte Partikelverteilung von 10 bis 1.000 nm ergab sich nun eine Beladung von durchschnittlich 0,8 Ladungen pro Partikel; derselbe Wert hätte sich rechnerisch ergeben, wenn alle Partikel einen Durchmesser von 60 nm hätten; d.h. der Äquivalenzdurchmesser verschob sich nicht dramatisch. Auch hier kann der Wert nicht verallgemeinert werden. Insgesamt ergaben sich in der hier dargestellten Partikel-Größenverteilung etwa 65% mehr Partikelladungen nach dem Einwirken der Ionenwolke als im vorherigen Ladungs-Gleichgewicht.

3.3 Validierung

3.3.1 CARTER & JOHNSON (1988): 500-kV-Testleitung in Lenox, Massachusetts

CARTER & JOHNSON (1988) führten Messungen nahe einer 15 Meter hohen HGÜ-Testleitung auf dem vom Electric Power Research Institute (EPRI) betriebenen High Voltage Transmission Research Center (HVTRC) in Lenox, Massachusetts, durch. Die Gegebenheiten eigneten sich hervorragend für Extremmessungen unter definierten äußeren Bedingungen: Die Leitung wurde bei einer angelegten Spannung von 500 kV ausschließlich im monopolar negativen Zustand betrieben. Es erfolgten sowohl Messungen der Konzentration der Cluster-Ionen, diese sind im Abschnitt 2.3.6 beschrieben, als auch der Partikelladungskonzentrationen, diese sollen hier betrachtet werden.

In 70, 150 und 300 Metern windabwärts der Testleitung erfolgten Messungen die Raumladung (die Nettoladung pro Luftvolumen, welche aufgrund der Dominanz negativer Ladungen jedoch der Bruttoladung nahekommen sollte) in einem Faradayschen Käfig. Der Hauptvorteil dieser Messmethode besteht in der Robustheit gegenüber den Wetterbedingungen. Es wurden zwei Käfige parallel betrieben. Einer davon war von mehreren engmaschigen Metallgittern umgeben, welche hochmobile Ionen absorbierten, so dass nur trägere Partikel ins Innere gelangen und zur Raumladung beitragen konnten (diese Abschirmung funktioniert nur in größerer Entfernung zur Leitung, in welcher die elektrischen Felder bereits deutlich abgeklungen sind, zuverlässig (SUDA & SUNAGA 1990b)). Deshalb wurde die Methode erst ab 70 Metern Entfernung von der Leitung eingesetzt). Dieser Käfig maß somit die Partikel-Ladungskonzentration. Der andere Käfig hatte keine spezielle Abschirmung und maß die komplette Raumladung. Aus der Differenz beider Raumladungen ergibt sich somit die Netto-Konzentration der Cluster-Ionen. Messungen der Cluster-Ionen-Konzentration erfolgten auch in kürzeren Abständen zur Versuchsleitung, hier allerdings mittels einer anderen Methode. Die Messungen der Ionenkonzentrationen in Abhängigkeit von Entfernung zur Leitung und Windgeschwindigkeit wurden bereits im Abschnitt 2.3.6 beschrieben.

Als Messwerte für die Partikel-Ladungskonzentrationen (d.h. die Raumladung des mit Metallgitter umgebenen Käfigs) ergaben sich etwa 10.000 Ladungen/cm³ in 70 m, 3.500 Ladungen/cm³ in 150 m und 1.500 Ladungen/cm³ in 300 m Entfernung von der Testleitung, siehe Abbildung 3.3-4 im Abschnitt 3.3.2, dort werden sie mit den Messungen von SUDA & SUNAGA (1990b) verglichen. Man beachte, dass sich letztere Messungen auf den Bereich von 12-40 nm beschränkten). Diese Werte ergaben sich praktisch unabhängig von der Windgeschwindigkeit im Komplettbereich zwischen etwa 2 und 10 m/s (bei noch niedrigeren Geschwindigkeiten ergaben sich niedrigere Werte und bei $v=0$ überhaupt praktisch null, da die Ionenwolke sowie die hier geladenen Partikel diese Entfernungen nicht mehr erreichen). Bei den Cluster-Ionen hingegen stieg in 70 m Entfernung die Konzentration mit wachsender Windgeschwindigkeit noch stetig an, dies entsprach auch den theoretischen Erwartungen. In 150 und 300 m Entfernung ergab sich dann aber auch für Cluster-Ionen in erster Näherung eine Unabhängigkeit der Konzentration von der Windgeschwindigkeit, siehe Abbildung 2.3-3 im Abschnitt 2.3.6.

Gleichung (3.2-10) schlägt tatsächlich einen von der Windgeschwindigkeit unabhängigen Maximalwert für die aufgenommenen Ladungen pro Partikel vor. Dieser Maximalwert laut Gleichung (3.2-10) wäre dann aber auch Entfernungs-unabhängig, während die gemessenen Partikel-Ladungskonzentrationen mit wachsender Entfernung klar abnahmen. Allerdings wurden bei der Herleitung der theoretischen Erwartungen vernachlässigt, dass die Konzentration sowohl von Cluster-Ionen als auch von Partikelladungen durch Turbulenzen ausgedünnt werden kann, und es wurde zudem vernachlässigt, dass die Anlagerung von Ionen an Partikel zur Verringerung der noch zur Verfügung stehenden Ionenzahl führt.

Die Autoren gaben an, dass die Partikelkonzentrationen zwischen 5.000 und 6.000 Partikeln pro cm³ lagen (sie spezifizierten den Größenbereich, auf welchen sich die Messung bezieht, nicht genauer. Dies sind vergleichbar niedrige Werte; SUDA & SUNAGA (1990b) gaben bei ihren Messungen Konzentrationen von 20.000-35.000 Partikeln pro cm³ allein im Bereich 12-40 nm an. Dies könnte erklären, warum die Konzentrationen geladener Partikel bei den Messungen von CARTER & JOHNSON (1988) ebenfalls niedriger ausfielen als bei SUDA & SUNAGA (1990b), siehe Abbildung 3.3-4 im Abschnitt 3.3.2: je mehr Partikel vorhanden sind, umso mehr geladene Partikel können entstehen. Damit ergibt sich in 70 m Entfernung rechnerisch eine Beladung von 1,7-2 Netto-Ladungen pro Partikel, in 150 m Entfernung sind es nur noch etwa 0,7, in 300 m Entfernung maximal 0,3 Netto-Ladungen pro Partikel. Dies gilt nur, wenn sich sowohl die Messung der Partikel-Ladungskonzentration als auch der Partikelkonzentration auf denselben Partikel-Größenbereich beziehen und auch die Sensitivität beider Messungen nicht in unterschiedlicher Weise vom Partikeldurchmesser abhängt. Zum Geltungsbereich der Ladungsmessungen mittels Faradayschem Käfig lassen sich keine festen Grenzen angeben, bei den Anzahlmessungen wurden laut den Autoren Partikel oberhalb eines Durchmessers von 2,5 nm erfasst, eine Obergrenze wurde nicht angegeben. Falls diese Partikel-Anzahlmessungen tatsächlich in einem kleineren Bereich sensitiv waren als die Messungen der Raumladung, wären die resultierenden Ladungen pro Partikel zu hoch.

1,7-2 Netto-Ladungen pro Partikel wären mit dem Maximalwert laut Gleichung (3.2-10) kompatibel, wenn der Äquivalenz-Durchmesser der Partikel (der Durchmesser der Partikel einer angenommenen monodispersen Partikelwolke, für welche sich dieselbe Ladungsverteilung ergeben würde, wie sie tatsächlich vorlag) bei 190-228 nm lag (unter der Annahme, dass alle Partikel zuvor neutral waren und die ermittelten 2 Netto-Ladungen pro Partikel somit den aufgenommenen Ladungen entsprechen). In den 150 bzw. 300 Meter Entfernung würden rechnerisch 67-80 bzw. 28-34 nm genügen, da sich die Partikelzusammensetzung der Luftmasse aber nicht ändern sollte, ist der Maximalwert von 190-228 nm ausschlaggebend zur Einschätzung der Gültigkeit des Maximalwerts.

Nimmt man die in Abbildung 3.2-2 im Abschnitt 3.2.7 gezeigte Ladungsverteilung als Maßstab, erscheinen 190-228 nm zu hoch: hier hätte den Berechnungen zufolge oberhalb von 170 nm der relative Beitrag von Partikel-Ladungen zur Ladungsverteilung deutlich abgenommen; der Äquivalenz-Partikeldurchmesser der erwarteten Ladungsverteilung nach Einwirkung einer Ionenwolke (dort berechnet für den Größenintervall 10-800 nm) lag sogar nur bei etwa 60 nm. Wenn Gleichung (3.2-10) die tatsächliche Beladung unterschätzt, würden sich zu hohe Äquivalenzdurchmesser ergeben. Allerdings kann hier keine definitive Einschätzung dazu gegeben werden. Zum einen beruht Abbildung 3.2-2 auf einer speziellen Partikelgrößenverteilung; die

Verteilung während der Messungen von CARTER & JOHNSON (1988) kann sich davon unterscheiden haben (zum Beispiel gingen FEWS et al. 1999b in ihren theoretischen Studien zu möglichen Partikelbeladungen windabwärts von Hochspannungsleitungen von einem Äquivalenz-Partikeldurchmesser von 200 nm aus). Und zudem sind, wie oben erwähnt, die tatsächlichen Ladungen pro Partikel unsicher – wenn diese hier überschätzt wurden, ergeben sich ebenfalls zu hohe Äquivalenz-Durchmesser.

3.3.2 SUDA & SUNAGA (1990b): Shiobara HVDC Test Line

SUDA & SUNAGA führten Messungen an der Shiobara HVDC Test Line, einer HVDC-Versuchsleitung in Japan, durch. Die Messungen wurden in zwei Publikationen veröffentlicht: SUDA & SUNAGA (1990a) konzentriert sich speziell auf Cluster-Ionen und wurde im Abschnitt 2.3.11 dargestellt. SUDA & SUNAGA (1990b) behandelt simultane Messungen von Cluster-Ionen und von geladenen Partikeln im Durchmesserbereich 12-40 nm, in der Publikation als Große Ionen bezeichnet. Für diese Messungen wurde zwischen den folgenden Konfigurationen variiert:

- Monopolar: nur eines der in 22 Metern Höhe hängenden unteren Leiterbündel war in Betrieb, wahlweise mit positiver oder negativer Spannung
- Horizontal bipolar: Beide unteren Leiterbündel waren in Betrieb, mit jeweils entgegengesetzter Polarität, wobei sich die negative Polarität auf der windabgewandten Seite befand. Der Abstand zwischen beiden Leiterbündeln betrug 22 Meter, identisch zur Höhe über dem Boden.
- Double Circuit P-1: Zusätzlich zu diesen beiden Leiterbündeln waren auch noch die beiden oberen Bündel in Betrieb, welche sich weitere 20 Meter genau über den unteren Bündeln (und damit 42 Meter über dem Boden) befanden, diese waren jeweils entgegengesetzt zum darunter verlaufenden Bündel polarisiert: auf der windabgewandten Seite der Versuchsleitung trug das untere Bündel eine negative und das obere eine positive Spannung, auf der anderen Seite andersherum.

Zur Messung der Konzentration von Partikeln nutzten SUDA & SUNAGA (1990b) einen Aspirator, welcher für Partikel im Bereich von 12 -40 nm empfindlich war: je nach Konfiguration entweder nur für geladene Partikel (von den Autoren als Große Ionen bezeichnet) oder für alle Partikel. Dabei wurde angenommen, dass alle Ionen einfach geladen sind; in diesem Größenbereich ist diese Annahme in sehr guter Näherung berechtigt (für größere geladene Partikel hingegen wäre diese Methode nicht anwendbar und es müssen aufwändigere Messungen der zweidimensionalen Häufigkeitsverteilung als Funktion von Partikelgröße und Partikelladung erfolgen, siehe die Abschnitte 3.3.4 und 3.3.6). Parallel wurden auch die Konzentrationen von Cluster-Ionen gemessen.

Die Messungen erfolgten einmal in Abhängigkeit von der Leitungsspannung in einer festen Entfernung (gemessen am selben Tag, die Spannung der Leitung wurde variiert), und einmal in Abhängigkeit von der Entfernung bei fester Spannung (hier erstreckten sich die Messungen über zwei Tage, siehe unten).

Spannungsabhängige Messungen: Um die Abhängigkeit der Ionenkonzentration von der Spannung zu testen, wurden an der Station in 56 Metern horizontaler Entfernung von der nächsten Leitung (d.h. dort, wo bei Entfernungs-abhängigen Messungen die maximalen Konzentrationen Großer Ionen festgestellt wurden, siehe Abbildung 3.3-4) separate Messungen bei Betriebsspannungen von 350, 550 und 750 kV durchgeführt. Dieser Test wurde nur in positiv und negativ monopolarer sowie horizontal bipolarer Betrieb durchgeführt, bei bipolarer Betrieb erfolgten zudem nur Messungen negativer Ionen (denn der negative Leiter befand sich auf der Leeseite der Testleitung).

Abbildung 3.3-1 zeigt das Ergebnis. Die Cluster-Ionen-Konzentrationen (n , fette Symbole, zur besseren Orientierung durch gestrichelte Linien verbunden) nehmen generell mit wachsender Leitungsspannung deutlich zu (wobei die Werte offenbar auch stark von anderen Bedingungen abhängen können, weshalb sich bei monopolar positivem Betrieb bei 550 kV ein höherer Wert ergab als bei 750 kV). Bei Großen Ionen (Q , offene Symbole, zur besseren Orientierung durch fette Linien verbunden) hingegen ist im monopolar negativen Betrieb nur ein schwacher Anstieg der Konzentration mit wachsender Leitungsspannung zu beobachten, bei den beiden anderen Betriebsmodi ist der Zusammenhang überhaupt nicht eindeutig. Bei 350 kV werden teilweise mehr Große Ionen als Cluster-Ionen beobachtet. Bei monopolar positivem Betrieb

traten zwar mehr Cluster Ionen, aber dafür weniger Große Ionen auf als bei monopolar negativem Betrieb, der Grund ist unklar.

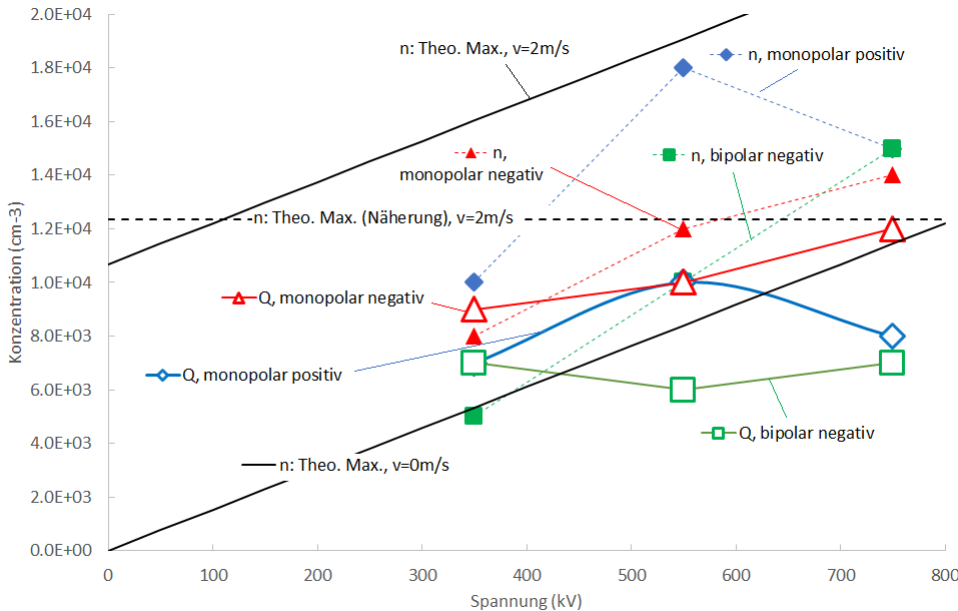


Abbildung 3.3-1: SUDA & SUNAGA (1990b), Shiobara HVDC Test Line: Konzentration von Cluster-Ionen (n) und Großen Ionen (Q , 12-40 nm) in einer Entfernung von 56 Metern als Funktion der Spannung. Dazu theoretische Maximalwerte für n laut Gleichung (2.1-1) und Näherung (2.1-2).

Abbildung 3.3-1 zeigt zum Vergleich auch die Verläufe der theoretischen Maximalwerte für Cluster-Ionen laut der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a). Konkret werden die folgenden Verläufe gezeigt:

- Theoretische Maximalwerte laut Gleichung (2.1-1) unter Annahme einer Windgeschwindigkeit von 0 m/s bzw. 2 m/s (durchgezogene schwarze fette Geraden): Die theoretischen Maximalwerte bei gegebener Windgeschwindigkeit und Entfernung zur Leitung steigen linear mit wachsender Leitungsspannung. Die sich für $v=0$ m/s ergebenden theoretischen Maximalwerte werden durch die Messwerte praktisch in allen Konfigurationen überschritten, d.h. Windtransport ist in der gegebenen Entfernung von 56 Metern zum nächsten Leiterseil offenbar zum Erreichen der beobachteten Cluster-Ionen-Konzentrationen essentiell. Die sich für $v=2$ m/s (der tatsächlich gemessenen Windgeschwindigkeit) ergebenden theoretischen Maximalwerte liegen hingegen über den Messwerten, die bestätigt die Gültigkeit von Gleichung (2.1-1).
- Theoretischer Maximalwert laut Näherung (2.1-2): die Näherung nimmt eine reine Windausbreitung der Ionen an und liefert deshalb nur für $v>0$ von Null verschiedene Werte. Sie ist hingegen Spannungsunabhängig, es ergibt sich somit eine waagerechte (gestrichelte) Linie. Formal ist die Näherung nur dort zulässig, wo sie höhere Werte liefert als die stringente Gleichung (2.1-1). Dies ist hier in dieser kurzen Entfernung zur Leitung (56 m) und bei der vergleichsweise niedrigen Windgeschwindigkeit (2 m/s) nur bei Leitungsspannungen kleiner als 100 kV der Fall. Tatsächlich wurde der sich mit Näherung (2.1-2) ergebende Wert auch bei einer Spannung von 350 kV generell unterschritten, bei monopolar negativem und bipolarem Betrieb (Messung negativer Ionen) war dies auch bei 550 kV noch der Fall. Dies hat gemäß Abschnitt 3.2.3 Bedeutung für die Abschätzung der maximalen Partikelbeladungen: Gleichung (3.2-10), der einfache Maximalwert für die Ladungsaufnahme pro Partikel, beruht auf der Annahme der Zulässigkeit von Näherung (2.1-2).

Abbildung 3.3-2 zeigt die aufgenommenen Ladungen pro Partikel; diese ergeben sich aus den gemessenen Konzentrationen Großer Ionen windabwärts (Abbildung 3.3-1) und windaufwärts der Leitung sowie aus den Konzentrationen aller Partikel im selben Größenbereich (12 -40 nm). Die so ermittelten aufgenommenen Ladungen pro Partikel können mit den Maximalwerten laut Gleichung (3.2-10) bzw. Gleichung (3.2-11) verglichen werden. Die Maximalwerte laut Gleichung (3.2-10) hängen nur vom Partikeldurchmesser d ab, in Abbildung 3.3-2 (in welcher die Darstellung als Funktion der Leitungsspannung erfolgte) bilden sie deshalb waagerechte Geraden (gestrichelte Linien), welche hier beispielhaft für Partikeldurchmesser von 10, 20 und

40 nm berechnet wurden: Gleichung (3.2-11) wurde als Schätzwert für die Situation in Leitungsnähe entwickelt, wo auch die Ausbreitung von Ionen aufgrund der elektrischen Felder berücksichtigt werden muss. Deshalb erlaubt diese Gleichung höhere Maximalwerte (volle Linien) als Gleichung (3.2-10) für denselben Partikeldurchmesser d (außer für niedrige Leitungsspannungen, der Grund ist die bei der Herleitung von Gleichung (3.2-10) vorgenommene Vernachlässigung der Leitungshöhe), und es ergeben sich mit wachsender Spannung linear ansteigende Maximalwerte, welche ebenfalls für die drei genannten Durchmesser berechnet wurden (zudem hängt der Wert auch von der genauen Windgeschwindigkeit v ab, hier wurden 2 m/s angenommen). Für 20 nm ergeben sich bei beiden Gleichungen doppelt und für 40 nm 4-mal so hohe Werte wie für 10 nm. D.h. je höher der tatsächliche durchschnittliche Durchmesser des Partikelensembles liegt, umso höhere Werte für die Ladung pro Partikel wären noch mit Gleichung (3.2-10) bzw. Gleichung (3.2-11) kompatibel.

In den Messwerten ergibt sich nur für die Messungen im monopolar negativen Betriebsmodus eine mit wachsender Leitungsspannung ansteigende Anzahl Ladungen pro Partikel (was mit Gleichung (3.2-11) kompatibel wäre), in den anderen beiden Betriebsmodi (monopolar positiv und bipolar, wobei sich bei letzterer Messung der negative Leiter windabwärts befand und somit die Konzentration negativer Partikelladungen gemessen wurde) ergab sich kein eindeutiger Trend. Allerdings liegen nur drei Datenpunkte pro Modus vor, und sowohl die Messung der Konzentration Großer Ionen als auch der Konzentration aller Partikel sind mit Unsicherheiten behaftet, bei der Gewinnung eines Werts aus dem Quotienten dieser beiden Messwerte wirken sich diese Unsicherheiten entsprechend stark aus (und beide Werte unterliegen neben dem Einfluss der Spannung sicher auch noch dem Einfluss weiterer Parameter welche sich zwischen den Messungen verändert haben könnten).

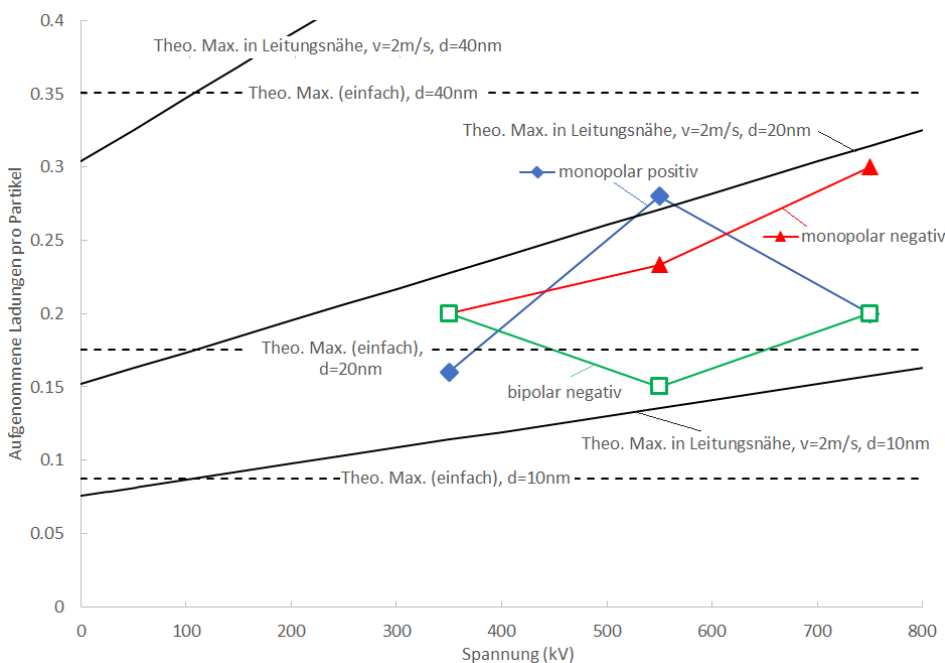


Abbildung 3.3-2: Ebenda, aufgenommene Ladungen pro Partikel (12 -40 nm). Dazu die (vom hier nicht genau bekannten Partikeldurchmesser d abhängigen) theoretischen Maximalwerte laut Gleichung (3.2-10) sowie laut der für die Leitungsnähe vorgeschlagene Gleichung (3.2-11); hier hängt der Maximalwert auch von der genauen Entfernung zur Leitung (hier: 56 m), der Windgeschwindigkeit und der Leitungsspannung ab.

Da messtechnisch nur Partikel im Bereich 12-40 nm erfasst wurden, muss der äquivalente Partikeldurchmesser des Partikelensembles also zwischen diesen beiden Werten liegen (und etwas höher liegen als der mittlere Durchmesser des Ensembles, da sich Ladungen umso leichter an Partikel anlagern, je größer diese sind). Bei bipolarem Betrieb lägen die ermittelten Ladungen pro Partikel bei allen Leitungsspannungen unter dem Wert laut Gleichung (3.2-10), wenn der äquivalente Partikeldurchmesser mindestens 23 nm betrug, der bei monopolar negativem Betrieb und 750 kV Spannung ermittelte Wert würde hingegen mindestens 35 nm erfordern. Beide Werte liegen im genannten Bereich, aber möglicherweise über dem tatsächlichen Äquivalenzdurchmesser (welcher nicht genau bekannt ist), d.h. es

ist möglich, dass der Maximalwert laut Gleichung (3.2-10) hier überschritten wurde. Ein solches Überschreiten wurde in einem horizontalen Leitungsabstand von nur 56 m vor allem bei hohen Leitungsspannungen aber durchaus erwartet, denn der Maximalwert gilt nur dann, wenn die Ausbreitung der Cluster-Ionen als reine Windausbreitung beschrieben werden kann und somit Näherung (2.1-2) anwendbar ist, dies ist in dieser kurzen Entfernung aber nicht der Fall: laut Abbildung 3.3-1 liegen die gemessenen Cluster-Ionen-Konzentrationen teilweise höher als der Maximalwert laut Näherung (2.1-2). Eine Kompatibilität mit Gleichung (3.2-11), welche auch in Leitungsnähe gelten soll, wäre überall gegeben (abgesehen vom etwas höheren Wert beim Messpunkt monopolar positiv, 550 kV), wenn der äquivalente Partikeldurchmesser bei mindestens 18 nm lag.

Entfernungsabhängige Messungen: Zur Ermittlung der Entfernungsabhängigkeit der Ionenkonzentration wurde mit Spannungen von 750 kV (positiv und negativ monopolar sowie horizontal bipolar) bzw. 650 kV (Double Circuit P-1) gearbeitet, die Messungen erfolgten in Entfernungen von 11, 35, 67, 200, 275 und 300 Metern windabwärts der Mittellinie, und damit in 0, 24, 56, 189, 264 und 289 Meter horizontale Entfernung von der nächsten Leitung. Bei bipolarem Betrieb lag jeweils das untere negative Leiterbündel auf der windabgewandten Seite. Die Messungen in 189 und mehr Metern Entfernung fanden nur bei monopolarer sowie horizontal bipolarer Betrieb statt.

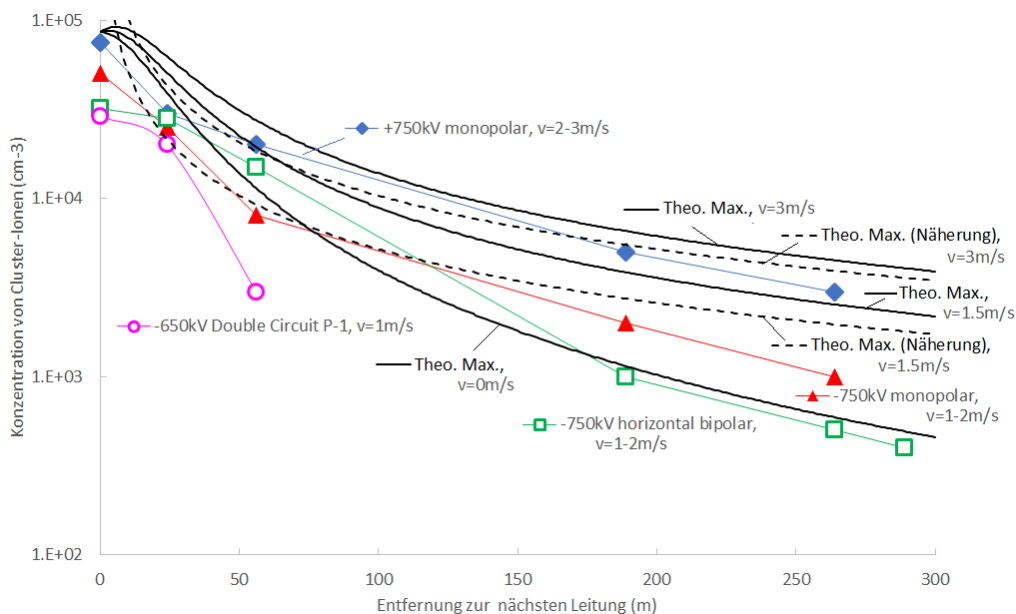


Abbildung 3.3-3: Ebenda, Konzentration von Cluster-Ionen in Abhängigkeit von der Entfernung zur Leitung. Dazu theoretische Maximalwerte für n laut Gleichung (2.1-1) und Näherung (2.1-2).

Abbildung 3.3-3 zeigt die Konzentration der Cluster-Ionen und Abbildung 3.3-4 die Konzentration der Großen Ionen in Abhängigkeit von der horizontalen Entfernung zur nächsten Leitung. Zur besseren Orientierung wurden die Messpunkte durch Linien verbunden. Die Messungen zwischen 0 und 56 Metern sowie zwischen 56 und 289 Metern horizontaler Entfernung von der nächsten Leitung fanden an verschiedenen Tagen statt, deshalb tritt in Abbildung 3.3-4 der Messpunkt bei 56 Metern zweimal auf (und die Linienverbindung wurde hier unterbrochen); die stark unterschiedlichen Werte zwischen beiden Punkten zeigen, dass die Bedingungen von Tag zu Tag offenbar variierten (im Fall der Messung der Cluster-Ionen-Konzentrationen waren die Unterschiede geringer, deshalb wurde in Abbildung 3.3-3 hier zur besseren Übersicht einfach der Mittelwert gebildet). Im monopolar positiven Betrieb wurden mehr Cluster-Ionen beobachtet als im monopolar negativen Betrieb, dort ergaben sich aber trotzdem mehr Große Ionen: die maximale Konzentration der Großen Ionen betrug im monopolar negativen Betrieb etwa die Hälfte der maximalen Konzentration der Cluster-Ionen, im monopolar positiven Betrieb hingegen nur etwa ein Fünftel (die maximale Cluster-Ionen-Konzentration trat dabei jeweils direkt unter der Leitung auf, die maximale Konzentration der Großen Ionen hingegen am 56-m-Messpunkt). Auch bei den Spannungs-abhängigen Messungen war der Unterschied zwischen den Konzentrationen der Cluster-Ionen und der Großen Ionen

(hier beide am 56-m-Messpunkt festgestellt) im positiv monopolen Betrieb gravierender, siehe Abbildung 3.3-1. Der Grund ist unklar.

In Abbildung 3.3-3 sind auch die zulässigen Maximalwerte für die Konzentrationen der Cluster-Ionen laut Gleichung (2.1-1) dargestellt (volle Linien). Diese werden durch die Messwerte auf jeden Fall unterschritten, wenn die Windgeschwindigkeit berücksichtigt wird; bei der Messung im bipolaren Modus blieben sie sogar dann darunter, wenn eine Windgeschwindigkeit Null angenommen wird. Auch die Näherung (2.1-2) wird unterschritten (gestrichelte Linien; die Näherung ist nur bei Windgeschwindigkeiten größer als Null anwendbar); dies ist von Bedeutung für die Gleichung (3.2-10) zur Abschätzung der Partikelbeladungen, siehe Abschnitt 3.2.3.

Abbildung 3.3-4 zeigt (analog zu Abbildung 3.3-3 für die Cluster-Ionen) die Konzentration der Großen Ionen in Abhängigkeit von der horizontalen Entfernung zur nächsten Leitung. Man beachte, dass die Darstellung in Abbildung 3.3-3 logarithmisch erfolgte, hier hingegen linear. Zum Vergleich sind auch die von CARTER & JOHNSON (1988) windabwärts einer 500-kV-HGÜ gemessenen Partikelladungs-Konzentrationen dargestellt (hier bestanden keine Grenzen des Messbereichs, siehe Abschnitt 3.3.1; die niedrigen Werte erklären sich wahrscheinlich zum Teil mit niedrigen Partikelkonzentrationen).

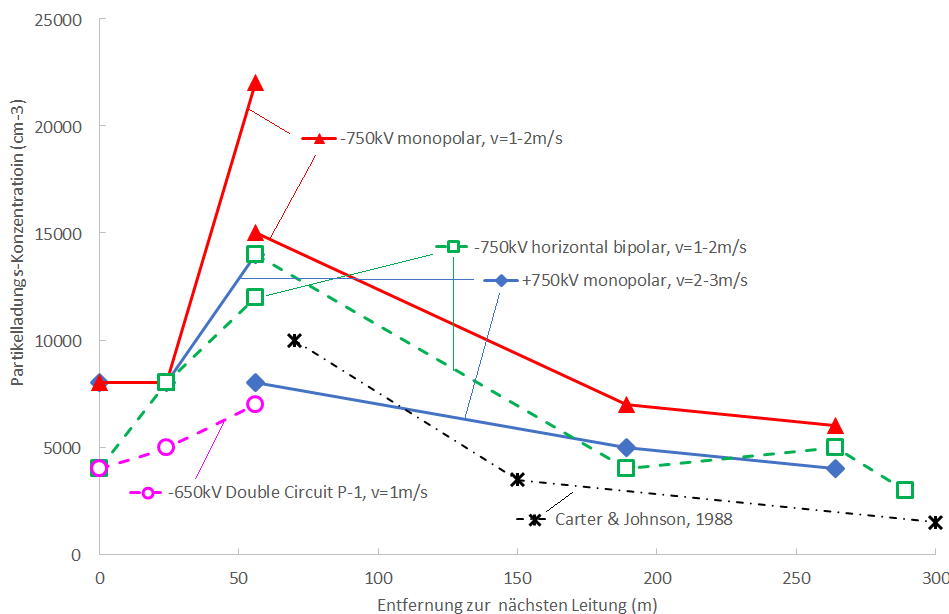


Abbildung 3.3-4: Wie Abbildung 3.3-3 für die Partikelladungs-Konzentration (hier identisch zur Konzentration Großer Ionen). Dazu die Partikelladungs-Konzentrationen, gemessen von CARTER & JOHNSON (1988), siehe Abschnitt 3.3.1.

Die Konzentration Großer Ionen steigt mit wachsender Entfernung von der Leitung zunächst an, erreicht einen Maximalwert Q_{max} an der Messstation im Abstand von $x=x_{Qmax}=56$ m (das tatsächliche Maximum kann sich in einer anderen Entfernung befunden haben, und kann entsprechend einen höheren Wert besessen haben). Mit noch größerer Entfernung x von der Leitung fiel N stetig ab. Für diesen Abfall entwickelten SUDA & SUNAGA (1990b) die folgende empirische Gleichung, welche die gemessenen Werte Q_{max} und Q_0 (die Hintergrundkonzentration windaufwärts der Leitung) beinhaltet:

$$Q = (Q_{max} - Q_0)e^{-\gamma(x-x_{Nmax})} + Q_0 \quad (3.3-1)$$

Für den Exponenten γ ergaben sich Werte von $6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ bei monopolem Betrieb (sowohl positiv als auch negativ, obwohl sich die Absolutwerte für Q , Q_{max} und Q_0 deutlich unterschieden) und $11 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ bei bipolarem Betrieb (gemessen wurden negative Große Ionen), hier erfolgte der Abfall also fast doppelt schnell.

Windaufwärts der Leitung wurde zum einen Q_0 , die Hintergrundkonzentration geladener Partikel der jeweils interessierenden Polarität im Bereich 12-40 nm, gemessen (sie geht in die empirische Gleichung (3.3-1) ein). Zudem wurde auch die Konzentration aller Partikel (geladene und neutrale) im selben Größenbereich 12-40 nm gemessen, diese Größe sollte durch die Leitung nicht beeinflusst werden und

somit auch windabwärts gelten. Die Division der Konzentration geladener Partikel an jedem Messpunkt durch die Konzentration aller Partikel am jeweiligen Messtag liefert damit die Ladung dieser Polarität pro Partikel an jedem Messpunkt (d.h. es erfolgt die Division einer Messgröße durch eine andere, die resultierenden Werte sind mit einer entsprechenden Unsicherheit behaftet). Aus der Differenz zwischen den Werten für jeden Messpunkt und den Werten für die Messung windaufwärts ergibt sich schließlich die Anzahl aufgenommener Ladungen pro Partikel.

Abbildung 3.3-5 zeigt die so ermittelte Anzahl der im Durchschnitt pro Partikel aufgenommenen Ladungen als Funktion der Entfernung. In horizontaler Entfernung von 189 oder mehr Metern liegen die Werte für die verschiedenen Betriebsmodi enger zusammen als in Abbildung 3.3-4, welche die Konzentration der Großen Ionen zeigt. Dies entspricht der theoretischen Erwartung, dass primär die Anzahl der pro Partikel aufgenommenen Ladungen (Abbildung 3.3-5) einer Begrenzung unterliegt, die maximal erreichbare Konzentration Großer Ionen (Abbildung 3.3-4) einer bestimmten Größe ergibt sich dann aus dieser sowie aus der Anzahl der am jeweiligen Tag herrschenden totalen Konzentration an Partikeln der jeweiligen Größe.

In Abbildung 3.3-5 werden zudem die ermittelten Ladungen pro Partikel mit drei verschiedenen Vorschlägen für Maximalwerte verglichen. Konkret erfolgte der Vergleich mit:

- dem einfachen theoretischen Maximalwert laut Gleichung (3.2-10): gestrichelte waagerechte Linie. Der Wert ist unabhängig von Entfernung, Spannung und Windgeschwindigkeit und gilt unter der Annahme reiner Windausbreitung. Er hängt allerdings vom Partikeldurchmesser d ab. In Abbildung 3.3-5 wurden die Maximalwerte für $d=10$ und 40 nm dargestellt; die Linien liegen genau um den Faktor 4 auseinander, bei 0,09 bzw. 0,35 aufgenommenen Ladungen pro Partikel (tatsächlich lagen die Durchmesser der bei den Messungen erfassten Partikel zwischen 12 und 40 nm).
- dem für die Situation in Leitungsnähe vorgeschlagenen theoretischen Maximalwert laut Gleichung (3.2-11): durchgezogene Linie. Die Darstellung erfolgte für Windgeschwindigkeiten $v=1,5$ und 3 m/s und ebenfalls für $d=10$ und 40 nm.
- dem Gleichgewichtswert laut Gleichung (3.1-8): Strich-Punkt-Linie. Es wurden Konzentrationen der Gegen-Ionen (n_2) von 800, 1.000 und 1.200 cm^{-3} angenommen, auch hier für $d=10$ und 40 nm.

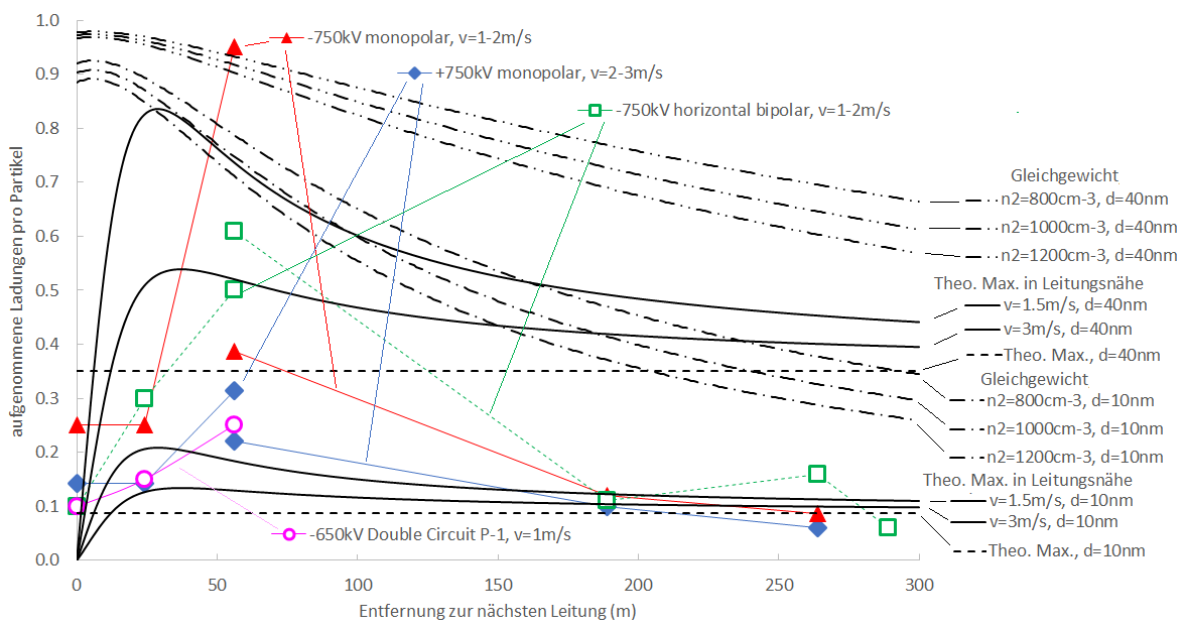


Abbildung 3.3-5: Ebenda, aufgenommene Ladungen pro Partikel (im Bereich 12-40 nm) als Funktion der Entfernung von der Leitung. Dazu die (vom hier nicht genau bekannten Partikeldurchmesser d abhängigen) theoretischen Maximalwerte laut Gleichung (3.2-10) sowie laut der für die Leitungsnähe vorgeschlagene Gleichung (3.2-11); hier hängt der Maximalwert auch von der genauen Entfernung zur Leitung (hier: 56 m), der Windgeschwindigkeit und der Leitungsspannung ab.

Alle drei in Abbildung 3.3-5 angewendeten Ansätze beruhen auf der aus der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) resultierenden Annahme, dass die Konzentration der Cluster-Ionen am Boden in einer bestimmten Entfernung von einer Ionenquelle einen bestimmten Maximalwert nicht überschreiten kann. Hier sollen die Ansätze und die daraus resultierenden theoretischen Maximalwerte im Detail betrachtet werden:

Einfacher theoretischer Maximalwert laut Gleichung (3.2-10): Dieser Maximalwert beruht auf der Annahme einer reinen Windausbreitung der Ionenwolke, damit könnte die Konzentration der Cluster-Ionen maximal den durch Näherung (2.1-2) vorgegebenen Wert erreichen – diese Bedingung ist in Leitungsferne und bei nicht zu niedrigen Windgeschwindigkeiten erfüllt, siehe Abschnitt 3.2.3.

Der sich mit Gleichung (3.2-10) ergebende Maximalwert hängt (außer von der Temperatur; hier wurden Standardtemperaturen angenommen) nur linear vom Partikeldurchmesser d ab, es ergeben sich also waagerechte Geraden. Von den Partikeln ist lediglich bekannt, dass das verwendete Messgerät (Aspirator) laut den Autoren im Bereich von 12-40 nm empfindlich war, d.h. der Äquivalenz-Durchmesser sollte sich zwischen 12 und 40 nm befunden haben (und etwas höher liegen als der mittlere Durchmesser in diesem Bereich, da sich Ladungen umso leichter an Partikel anlagern, je größer diese sind). Abbildung 3.3-5 zeigt, dass die meisten in einem horizontalen Abstand von 189 oder mehr Metern von der nächsten Leitung gemessenen Werte bereits den sich für $d=10$ nm ergebenden Wert unter- oder allenfalls knapp überschreiten. Der höchste ermittelte Wert (0,16 aufgenommene Ladungen pro Partikel am Messpunkt 264 m im horizontal-bipolaren Betriebsmodus) wäre mit einem Partikeldurchmesser von $d=20$ nm oder mehr kompatibel. In größerer Entfernung von der Leitung erscheint der einfache Maximalwert gemäß Gleichung (3.2-10) damit als nutzbar. In Leitungsnähe hingegen wurde erwartet, dass der Maximalwert überschritten werden kann, da Näherung (2.1-2) hier nicht gilt.

Theoretischer Maximalwert in Leitungsnähe gemäß Gleichung (3.2-11): Dieser Maximalwert beruht auf fast denselben Annahmen wie der Maximalwert laut Gleichung (3.2-10); der Unterschied besteht darin, dass in Leitungsnähe die Ausbreitung der Ionenwolke sowohl durch den Wind als auch die elektrischen Felder in Leitungsnähe bewirkt wird, damit muss hier die vollständige Gleichung (2.1-1) statt Näherung (2.1-2) zur Berechnung der zulässigen Maximalwerte der Konzentration der Cluster-Ionen genutzt werden. Analog dazu wurde zur Abschätzung maximal möglicher Partikelbeladungen Gleichung (3.2-11) entwickelt, welche in Leitungsnähe höhere Partikelbeladungen liefert als Gleichung (3.2-10) und in größerer Entfernung gegen Gleichung (3.2-10) konvergiert. Wie im Abschnitt 3.2.4 dargestellt, beruht Gleichung (3.2-11) allerdings teilweise auf Ad Hoc-Annahmen. Im Unterschied zu Gleichung (3.2-11) benötigt Gleichung (3.2-10) eine konkrete Annahme zur Windgeschwindigkeit: Je geringer die Windgeschwindigkeit, umso höher die maximal aufgenommenen Ladungen pro Partikel in Leitungsnähe laut Gleichung (3.2-10), und umso langsamer die Konvergenz gegen Gleichung (3.2-11).

In Abbildung 3.3-5 wurden die Maximalwerte laut Gleichung (3.2-11) beispielhaft für Partikeldurchmesser $d=10$ nm und 40 nm dargestellt. Die Werte hängen bei niedrigen Windgeschwindigkeiten v signifikant von dieser ab: je kleiner v , umso länger halten sich die Partikel in Leitungsnähe auf, und umso höhere Partikelbeladungen ergeben sich vor allem am Maximum in Leitungsnähe. In Abbildung 3.3-5 erfolgte die Darstellung für $v=1.5$ m/s und 3 m/s (gemeint ist jeweils die Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur Leitung). Die Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser d ist auch hier linear: für $d=40$ nm liegen die Werte 4-mal so hoch wie für $d=10$ nm (jeweils für dieselbe Windgeschwindigkeit).

Rein qualitativ scheint Gleichung (3.2-11) gut mit den ermittelten Werten übereinzustimmen: das Maximum wird zwar schon in einer Entfernung von 20-30 m von der Leitung erwartet, aber auch in einer Entfernung von 56 Metern, wo tatsächlich die maximalen Werte ermittelt wurden, würde Gleichung (3.2-11) noch Werte deutlich über den Fern-Werten erlauben. Quantitativ liegen die für $d=10$ nm dargestellten Verläufe vor allem im Bereich des Maximums noch deutlich unter, die für $d=40$ nm dargestellten Verläufe hingegen fast überall über den Messwerten. Eine detailliertere Untersuchung kann durch Umstellung von Gleichung (3.2-11) erfolgen: aus den experimentell ermittelten Werten für Q/N und v wird der äquivalente Partikeldurchmesser d berechnet. Speziell beim 56-Meter-Messpunkt ist demnach ein äquivalenter Durchmesser von mindestens 20 nm erforderlich, damit die meisten ermittelten Werte mit

Gleichung (3.2-11) kompatibel sind. Um den Extremwert 0,95 (eine der beiden Messungen bei 56 m im Modus“ monopolar negativ“) abzudecken, wären fast 40 nm Minstdurchmesser erforderlich (die Berechnung erfolgte unter Nutzung der Windgeschwindigkeit, welche am jeweiligen Messtag herrschte; dieser extreme Messpunkt ergab sich bei einer Windgeschwindigkeit von nur 1 m/s. Die andere Messung bei 56 m im Modus“ monopolar negativ“ fand bei einer Windgeschwindigkeit von 1,5 m/s statt; hier ergaben sich nur 0,4 aufgenommene Ladungen pro Partikel, dies wäre bereits mit einem äquivalenten Partikeldurchmesser von mindestens 20 nm kompatibel).

Ladungs-Gleichgewicht: Das Ladungs-Gleichgewicht beruht genau wie der Maximalwert gemäß Gleichung (3.2-11) auf der Annahme, dass die Konzentration der Cluster-Ionen gerade dem Maximalwert laut vollständiger Gleichung (2.1-1) bildet. Hier wird aber nicht wie bei der Herleitung der vorherigen theoretischen Maximalwerte für die Anzahl Ladungen pro Partikel angenommen, dass die Zeit zur Interaktion zwischen Cluster-Ionen und Partikeln begrenzt ist. Stattdessen wird angenommen, dass die Interaktion an jedem beliebigen Punkt windabwärts der Leitung lange genug dauert, um ein Ladungs-Gleichgewicht zu erreichen. Der begrenzende Faktor für die erreichbaren Ladungen pro Partikel ist damit nicht die Zeit (wie bei den anderen Maximalwerten), sondern vielmehr die Konzentration der Gegen-Ionen, d.h. der Cluster-Ionen mit einer zur Ionenwolke entgegengesetzten Polarität. Die Nutzung der Gleichgewichtsannahme zur Herleitung einer maximalen Partikelbeladung erfordert jedoch auch hier die implizite Annahme, dass entweder die Zeit nicht ausreicht zur Annäherung an das Gleichgewicht, oder dass signifikante (aber nicht näher quantifizierte) Mischungsprozesse oder auch Verluste am Boden dafür sorgen, dass sich die durchschnittliche Anzahl Ladungen pro Partikel schnell wieder verringert. Wäre dies nicht der Fall, würden die in Leitungsnähe generierten hohen Ladungen pro Partikel (welche unter den hier herrschenden stark asymmetrischen Bedingungen entstehen) unverändert in größere Entfernungen getragen. Dort lägen diese Ladungen pro Partikel dann aber über dem Gleichgewichtswert, d.h. der sich rechnerisch ergebende Gleichgewichtswert wäre ein Minimalwert und kein Maximalwert.

Zur Berechnung des Gleichgewichts dienen Gleichungen (3.1-6), (3.1-7) und (3.1-8). Aufgrund der Kleinheit der Partikel wurde vereinfachend angenommen, dass nur die Ladungszahlen $j=0$ und 1 in signifikantem Maße vorliegen. Da einige Parameter hier unsicher sind, erfolgte die Berechnung beispielhaft nur für die Variante, dass negativen Ladungen an der Stromleitung emittiert werden und somit dominieren; dies war für drei der vier Betriebsmodi der Versuchsleitung der Fall. Das Asymmetrie-Verhältnis χ ergibt sich laut Gleichung (3.1-7) aus dem Verhältnis der Konzentration der dominierenden Cluster-Ionen n_1 und der Konzentration der Gegen-Ionen n_2 (d.h. der Cluster-Ionen mit entgegengesetzter Polarität). Diese entstammen zum Teil der Hintergrundluft, zum Teil (bei bipolarer Betriebsführung) den Ionenemissionen am weiter windaufwärts gelegenen entgegengesetzt polarisierten Leiter, und schließlich zum Teil dem Erd-Korona-Effekt: an stark konvexen Oberflächen (zum Beispiel Grashalmen) kommt es zu Emissionen von Ionen der entgegengesetzten Polarität. Dieser Erd-Korona-Effekt wird durch die von Stromleitung und Ionenwolke generierten elektrischen Felder hervorgerufen wird, es ist deshalb anzunehmen, dass n_1 und n_2 positiv korreliert sind. Es liegen jedoch keine Information vor, um hierzu fundierte quantitative Annahmen zu treffen, deshalb wurde n_2 als konstant angenommen: 800, 1.000 bzw. 1.200 cm^{-3} . Der Wert von 1.000 cm^{-3} ergab sich aus der Modellstudie von SUDA & SUNAGA (1995), siehe Abschnitt 3.3.3; er wurde dort angenommen, um die gemessenen Konzentrationen Großer Ionen mit dem Modell in Übereinstimmung zu bringen. Die Konzentration der dominierenden Ionen n_1 soll dem Maximalwert laut Gleichung (2.1-1) entsprechen; zwecks Maximierung erfolgte die Berechnung für eine Windgeschwindigkeit von 3 m/s, also der höchsten Windgeschwindigkeit an den Messtagen.

Abbildung 3.3-5 zeigt, dass fast alle Messwerte unter den Gleichgewichtserwartungen liegen, welche sich bei den hier angenommenen Parametern auch schon für 10-nm-Partikel ergeben würden; nur der extreme Spitzenwert von 0,95 aufgenommenen Ladungen je Partikel am 56-m-Messpunkt im Modus monopolar negativ würde 40-nm-Partikel erfordern (*Anm.: An diesem Messpunkt fanden zwei Messungen statt, dieser Extremwert trat nur bei einer der beiden Messungen auf*). Prinzipiell ließe sich auch dieser Extremwert mit einer äquivalenten Partikelgröße von nur 10 nm und einer Windgeschwindigkeit von maximal 3 m/s in Übereinstimmung zu bringen, dazu müsste die Konzentration der Gegen-Ionen n_b aber unter 200 cm^{-3}

liegen (was durchaus möglich ist: die obenerwähnten Werte von etwa 1.000 cm^{-3} entstammen nur einer Modellstudie, wurden aber nicht durch Messungen belegt).

Vergleich: Zum Vergleich der ermittelten aufgenommenen Ladungen pro Partikel mit den verschiedenen Maximalwert-Varianten ist zunächst zu bedenken, dass die ermittelten Werte selbst mit großen Unsicherheiten behaftet sind: Die Ladungen pro Partikel ergeben sich aus dem Quotient aus Konzentration der Großen Ionen (12-40 nm) der dominierenden Polarität und Konzentration der Partikel in diesem Größenbereich (und speziell die aufgenommenen Ladungen pro Partikel ergeben sich, wenn man von den sich windabwärts ergebenden Quotienten die windaufwärts erhaltenen Quotienten subtrahiert). Somit sind sowohl Zähler als auch Nenner unsicher, dies kann Ausreißer produzieren.

Ziel der Maximalwert-Tests ist es, eine möglichst einfache Gleichung zur Berechnung der aufgenommenen Ladungen pro Partikel zu finden, deren Werte zumindest im Regelfall stets über den gemessenen Werten liegen, diese aber auch nicht extrem übersteigen. In größerer Entfernung von der Leitung erscheint der einfache theoretische Maximalwert gemäß Gleichung (3.2-10) diese Bedingung sehr gut zu erfüllen, in Leitungsnähe hingegen erwartungsgemäß nicht. Ob hier eher dem theoretischen Maximalwert gemäß Gleichung (3.2-11) oder dem Ladungsgleichgewicht der Vorzug gegeben werden sollte, kann auf der Basis der vorliegenden Daten nicht abschließend beantwortet werden und bedarf weiterer Untersuchungen, vor allem auch mit größeren Partikeln. Direkt unter der Leitung (in einer Entfernung Null) erwartet die Gleichgewichtsberechnung bereits hohe Werte, während sich in der Realität, und in den Werten laut Gleichung (3.2-11), sich erst in einer gewissen Entfernung von der Leitung ein Maximum ergibt. D.h. unmittelbar unter der Leitung reicht die Verweilzeit offenbar nicht aus, um ein Gleichgewicht zu erreichen. Dies ist für eine Entscheidung zwischen den beiden Herangehensweisen aber nicht ausschlaggebend: wesentlicher sind die Werte in der Entfernung, in welcher sich in den Messwerten ein Maximum ergab.

Maximale Werte wurden in allen Betriebsmodi in 56 Metern horizontaler Entfernung von der nächsten Leitung gemessen (die benachbarten Messpunkte lagen in 24 und 188 Metern Entfernung, das tatsächliche Maximum kann sich somit auch an einer abweichenden Position befunden haben). Gleichung (3.2-11) erwartete das Maximum bereits bei etwa 20-30 Metern, die Gleichgewichtsberechnung sogar in weniger als 10 Metern Entfernung. Generell lässt die Gleichgewichtsannahme höhere Ladungen pro Partikel bei einem gegebenen Partikeldurchmesser zu als Gleichung (3.2-11), oder umgekehrt betrachtet: am gemessenen Maximum waren die Gleichgewichtswerte bei sonst gleichen Bedingungen (Windgeschwindigkeit) bereits bei niedrigeren angenommenen Äquivalenzdurchmessern mit den Messwerten kompatibel als die Werte laut Gleichung (3.2-11). Vom tatsächlichen Äquivalenzdurchmesser ist aber lediglich bekannt, dass er sich zwischen 12 und 40 nm befinden muss, und auch bei Nutzung von Gleichung (3.2-11) lagen die ermittelten Mindest-Äquivalenzdurchmesser noch unter 40 nm, d.h. eine Kompatibilität mit Gleichung (3.2-11) könnte gegeben sein. In großer Entfernung konvergiert Gleichung (3.2-11) gegen den einfachen Maximalwert gemäß Gleichung (3.2-10), während die Gleichgewichtswerte in den untersuchten Entfernungen (bis 300 Meter) deutlich darüber bleiben. Da dieser Wert aus Gleichung (3.2-10) aber in den meisten Fällen klar unterschritten wurde, selbst wenn man den ungünstigsten Fall (einen Partikeldurchmesser von nur 10 nm) annimmt, erscheint hier Gleichung (3.2-11) somit als die bessere Alternative: die Gleichgewichtsannahme liefert in Leitungsferne deutlich zu hohe Werte (d.h. atmosphärische Vermischung spielt offenbar eine größere Rolle). Ansonsten ist noch auffällig, dass bei der Gleichgewichtsberechnung die Werte für Partikeldurchmesser von 10 und 40 nm bei sonst gleichen Bedingungen vor allem im Bereich des Maximums dichter zusammenliegen als bei der Berechnung mit Gleichung (3.2-11), hier liegen sie durchgehend um den Faktor 4 auseinander. Auch dies wäre ein Entscheidungskriterium, allerdings ist die Partikelgrößenverteilung nicht bekannt.

Die Herleitung der Gleichgewichtswerte, siehe Abschnitt 3.1, erscheint physikalisch stringenter als die Herleitung von Gleichung (3.2-11), siehe Abschnitt 3.2.4. Allerdings benötigt sie zwingend eine Annahme zur Konzentration der Gegen-Ionen. Hier konnten Schätzungen aus der Modellstudie von SUDA & SUNAGA (1995) genutzt werden, diese beruhen aber auf der Anpassung eines eher komplexen Modells an die hier behandelten Messwerte und wurden somit nicht unabhängig hergeleitet, somit können diese Werte nicht verallgemeinert werden. Zudem erfolgte keine experimentelle Überprüfung (d.h. es ist möglich, dass die

Zahl der Gegen-Ionen im Modell überschätzt wurde, dass sich dieser Fehler aber durch andere Ungenauigkeiten im Modell wieder ausgleicht). Die Gleichgewichtsberechnung kann somit nur dann sinnvoll zur allgemeinen Maximalwertermittlung genutzt werden, wenn eine quantitativ fundierte Vorstellung der Beziehung zwischen Leitungsspannung, Konzentration der emittierten Cluster-Ionen und Stärke des Erd-Korona-Effekts, welcher die Gegen-Ionen erzeugt, besteht: im Idealfall ergibt sich auf diese Weise ein Maximalwert für das Asymmetrie-Verhältnis χ , siehe Gleichung (3.1-7), dieses bestimmt die genaue Lage des Gleichgewichts. Gegenwärtig besteht eine solche Vorstellung nicht.

Gleichung (3.2-11) hingegen kommt ohne derartige Annahmen aus; hier wird die Zahl der aufnehmbaren Ladungen pro Partikel durch die zur Verfügung stehende Zeit begrenzt. In größerer Entfernung von der Leitung scheint diese Herangehensweise zu funktionieren und liefert den sehr universalen (da nur von Temperatur und Partikeldurchmesser abhängigen) Maximalwert (3.2-10), gegen welchen Gleichung (3.2-11) konvergiert. In Leitungsnähe bedarf Gleichung (3.2-11) ggf. einiger leichter Korrekturen. Ein weiteres Problem von Gleichung (3.2-11) ist, dass sie bei einer verschwindenden Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur Leitung, und damit unendlich hohen Aufenthaltszeiten der Luftpakete, zu unendlich hohen Werten führt, hier wäre wiederum die Gleichgewichtsberechnung unabdingbar (allerdings treten derartige Bedingungen sehr selten ein). Zur Abhängigkeit der Gleichgewichtsberechnung von der Windgeschwindigkeit kann hier keine definitive Aussage getroffen werden: die Konzentration der dominierenden Ionen hängt von der Windgeschwindigkeit ab (dies wird durch Gleichung (2.1-1) beschrieben), es ist aber unbekannt, wie sich die Konzentration der Gegen-Ionen in Abhängigkeit von der Konzentration der dominierenden Ionen verhält.

In Abbildung 3.3-7 im Abschnitt 3.3.5 wurden die am 56-Meter-Messpunkt gemessenen maximalen Konzentrationen Großer Ionen mit den Konzentrationen verglichen, welche durch JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b) im Umfeld von Autobahnen, Wechsellspannungsleitungen sowie im Hintergrund gemessen wurden

3.3.3 SUDA & SUNAGA (1995): eine Modellstudie zu den Messdaten

In der Modellstudie SUDA & SUNAGA (1995) verglichen die Autoren die Ergebnisse ihrer im Abschnitt 3.3.2 vorgestellten entfernungsabhängigen Messungen bei 750 kV (sowohl monopolar als auch bipolar) mit einem numerischen Modell, welches die Wechselwirkung zwischen elektrischem Feld, Ionenstromdichte, Windtransport der Luft und Partikelbeladung beschreibt. Das Modell baute auf den Modellentwicklungen von TAKUMA, IKEDA & KAWAMOTO (1981) und TAKUMA & KAWAMOTO (1987) auf. Modelliert wurden dabei sowohl die Konzentrationen der Cluster- als auch der Großen Ionen. Ein wesentlicher freier Parameter des Modells, die Ladungsdichte auf der Leiteroberfläche, wurde dabei so gewählt, dass die resultierenden Konzentrationen der Cluster-Ionen direkt unter der Leitung etwa mit den gemessenen Werten übereinstimmen, d.h. das Modell wurde teilweise anhand der Messungen justiert (wie in Abbildung 3.3-3 gezeigt, lagen die Cluster-Ionen-Konzentrationen etwas, aber nicht dramatisch unter den Erwartungen entsprechend der theoretischen Gleichung (2.1-1), d.h. das Modell hätte durchaus auch mittels der Ergebnisse dieser Gleichung justiert werden können).

Das Modell erwartete nach der Passage der Stromleitungen einen schnellen Anstieg der Konzentration der Cluster Ionen bis zu einem Maximum etwa 25 Meter windabwärts der letzten Leitung, danach sollten die Cluster-Ionen-Konzentrationen fast ebenso schnell wieder abfallen (im Fall des bipolaren Leitungsbetriebs trat im Bereich zwischen beiden Leitern zudem ein Peak der entgegengesetzt geladenen Cluster-Ionen auf, welche am windaufwärts gelegenen Leiterseil emittiert wurden). Zugleich stieg die Konzentration der Großen Ionen etwa stetig an und erreichte in einer Entfernung von etwa 40-60 Metern windabwärts der letzten Leitung Werte von etwa von 15.000 cm^{-3} im monopolaren und etwa 8.000 cm^{-3} im bipolaren Betrieb. Dies entspricht ungefähr den tatsächlich beim 56-m-Messpunkt gemessenen Werten. Weiter windabwärts erwartete das Modell (wenn mit Standard-Parametern gerechnet wurde) kaum noch eine Veränderung der Konzentrationen der Großen Ionen; der Grund dafür war offenbar, dass die Cluster-Ionen-Konzentrationen mittlerweile wieder stark abgesunken waren, sie betrugen in dieser Entfernung laut Modell nur noch etwa ein Fünftel oder weniger des maximalen Wertes (zudem berücksichtigte das Modell auch die sogenannte Feldaufladung, einen vom elektrischen Feld abhängige zusätzlichen Auflade-

Mechanismus für Partikel. Dieser ist ebenfalls nur in Leitungsnähe relevant). Damit konnten kaum noch Ladungen an Partikel übergeben werden und die Konzentration Großer Ionen konnte kaum noch steigen. Umgekehrt erwartete das Modell aber auch nicht, dass sich die Konzentration der Großen Ionen in größerer Entfernung wieder verringert, sei es durch Neutralisierung oder einfach durch das Auseinanderdriften aufgrund der elektrostatischen Abstoßung (dieser Effekt wurde im Modell berücksichtigt, er spielt aber aufgrund der geringen elektrischen Mobilität der Großen Ionen offenbar eine sehr geringe Rolle). Die in Leitungsnähe entstandenen Konzentrationen werden dem Modell zufolge somit unverändert durch den Wind in größere Entfernungen getragen.

Allerdings entsprachen die Erwartungen des Modells von SUDA & SUNAGA (1995) bei der Nutzung von Standard-Parametern nicht den Beobachtungen in noch größerer Entfernung von der Leitung, siehe Abbildung 3.3-4: Messungen fanden auch in Entfernungen zwischen 190 und 289 Metern von der Leitung statt, hier ergaben sich um etwa einen Faktor 2-4 niedrigere Werte als in 56 Metern Entfernung. Die Autoren konnten diese Werte in ihrem Modell allerdings auch erreichen: Wenn sie den sogenannten Erd-Korona-Effekt berücksichtigten, fielen die Modellwerte für die Konzentration Großer Ionen jenseits des Maximums kontinuierlich ab. Bei den Erd-Koronas handelt es sich um Punktladungen an stark konvexen Oberflächen wie zum Beispiel den Spitzen von Grashalmen. Diese entstehen als Gegenreaktion auf die durch Stromleitungen und Ionenwolken erzeugten elektrischen Felder und besitzen somit eine entgegengesetzte Polarität relativ zur Ionenwolke. SUDA & SUNAGA (1995) erhielten die beste Übereinstimmung zwischen Modell- und Messwerten auch in Leitungsferne gerade dann, wenn sie annahmen, dass die Erd-Koronas eine Ionenkonzentrationen von 1.000 cm^{-3} erzeugen. Es erfolgten keine Messungen der Konzentration der entgegengesetzt zur Ionenwolke polarisierten Cluster-Ionen, d.h. die Erd-Korona-Theorie wurde nicht experimentell verifiziert, somit kann also nicht mit Sicherheit festgestellt werden, in welchem Umfang der beobachtete Abfall der Konzentration Großer Ionen mit wachsender Entfernung tatsächlich auf diesen Effekt zurückzuführen ist; auch turbulenter Luftaustausch kommt in Frage.

Die von SUDA & SUNAGA (1990b) sehr wohl gemessene Konzentration der entgegengesetzt zur Ionenwolke polarisierten Großen Ionen lag generell etwa eine Größenordnung unter der Konzentration der Großen Ionen der dominierenden Polarität. In Leitungsnähe fiel diese erwartungsgemäß gegenüber den Hintergrundwerten windaufwärts der Leitung ab, in größerer Entfernung stieg sie jedoch wieder leicht an. Dies wäre mit der Aufnahme von Erd-Korona-Ionen durch Partikel erklärbar, kann aber generell auch auf Luftaustausch zurückzuführen sein.

Zur Einordnung der von SUDA & SUNAGA (1995) postulierten Erd-Korona-Ionenkonzentration von 1.000 cm^{-3} hier ein Vergleich: Windaufwärts der Leitung variierte die von SUDA & SUNAGA (1990b) gemessene Konzentration bei Cluster-Ionen zwischen 70 und 800 cm^{-3} je Polarität. Ein Teil der entgegengesetzt geladenen Cluster-Ionen wurde überdies bei der Leitungspassage neutralisiert. D.h., wenn die Annahmen von SUDA & SUNAGA (1995) stimmen, sollten die Gegen-Ionen deutlich durch die Erd-Korona-Ionen dominiert worden sein. Die Cluster-Ionen der Ionenwolke unterschritten bei der Messung im bipolaren Betrieb den Wert von 1.000 cm^{-3} bereits beim Messpunkt in 189 m horizontaler Entfernung. Im monopolar positiven Betrieb hingegen lagen die Konzentrationen der Ionenwolke auch beim Messpunkt in der größten Leitungsentfernung (264 m) noch bei 3.000 cm^{-3} , siehe Abbildung 3.3-3.

Insgesamt stimmten die Modellrechnungen von SUDA & SUNAGA (1995) sehr gut mit den gemessenen Konzentrationen von Cluster- und Großen Ionen überein, damit erwies sich das Modell generell als praktisch. Teilweise beruhte diese sehr gute Übereinstimmung aber auf Modelljustierungen anhand der Messwerte, zudem sind derartige Modellergebnisse nur für die spezifischen Bedingungen (Leitungsspannung, Windstärke, Partikelkonzentrationen, Ionenkonzentrationen im Gleichgewicht windaufwärts der Leitungen) gültig. Sie können, im Gegensatz zu Gleichung (3.2-10) bzw. Gleichung (3.2-11), deshalb nicht einfach auf andere Bedingungen extrapoliert werden sondern müssen jeweils neu berechnet werden.

3.3.4 BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008): schnelle Methode zur Messung der Ladungsverteilung

Die Messung der Ladungsverteilung in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser ist im Allgemeinen zeitaufwändig, siehe zum Beispiel die Messungen von BAILEY et al. (2012), vorgestellt im Abschnitt 3.3.6. BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) stellten eine Methode zur schnellen Messung der Größen- und Ladungsverteilung von Partikeln vor. Diese Methode beruht, ebenso wie die Messung von BAILEY et al. (2012), aber auch wie die Standardmethode zur Messung der Größenverteilungen von Partikeln unabhängig vom Ladungszustand (siehe Abschnitt 1.3.2), auf der Nutzung sogenannter Differentieller Mobilitäts-Analysatoren (*differential mobility analyzer, DMA*).

Bei der Standardmethode zur Messung von Partikelgrößenverteilungen wird zunächst mittels eines sogenannten Aufladers (üblicherweise ein radioaktives Bauelement; nicht-radioaktive Auflader existieren aber ebenfalls) ein definiertes Ladungsgleichgewicht hergestellt: die Partikel werden neutralisiert; dies ist die übliche Bezeichnung für diesen Vorgang. Die Partikelladungen entsprechen danach der im Abschnitt 3.1 beschriebenen Gleichgewichts-Ladungsverteilung, Gleichung (3.1-6). Der wesentliche Parameter dieser Gleichung, das Asymmetrie-Verhältnis χ , wird durch den Prozess der Neutralisierung bestimmt und ist somit bekannt. Die neutralisierten Partikel werden in den DMA geleitet; es wird die Mobilitätsverteilung gemessen. Da die Ladungsverteilung bekannt ist, kann aus der gemessenen Mobilitätsverteilung direkt die Partikelgrößenverteilung berechnet werden (siehe Abschnitt 1.3.2).

Die Methode von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) arbeitet mit zwei parallel betriebenen DMA. Einer der beiden DMA misst wie beschrieben die Mobilitätsverteilung der zuvor neutralisierten Partikel, daraus ergibt sich die Partikelgrößenverteilung. Der andere DMA arbeitet ohne vorherige Ladungs-Neutralisierung und misst somit die Mobilitätsverteilung der geladenen Partikel, welche in der Luft vorlag (lägen nur neutrale und einfach geladene Partikel vor, könnte aus dieser Mobilitätsverteilung direkt die Größenverteilung aller geladenen Partikel berechnet werden. Diese Methode ist ebenfalls sehr schnell und findet durchaus Anwendung, siehe die Abschnitte 3.3.2 und 3.3.5. Die Anwendbarkeit ist jedoch auf kleine geladene Partikel, typischerweise bis zu etwa 40 nm Durchmesser, begrenzt). Es wird nun angenommen, dass auch in der Luft ein Ladungsgleichgewicht herrschte oder dass sich zumindest die tatsächliche Ladungsverteilung in guter Näherung mit Gleichung (3.1-6) beschreiben lässt - dies ist die Grundvoraussetzung zur Anwendbarkeit der Methode von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008). Die Mobilitätsverteilung für alle Partikel wird in dem Fall durch die Partikelgrößenverteilung und durch das Asymmetrie-Verhältnis χ der Ladungsverteilung in der Luft bestimmt. Erstere ist bekannt (sie wurde mit dem anderen DMA gemessen), somit kann der Optimalwert für χ bestimmt werden, für welchen sich die beste Übereinstimmung zwischen der gemessenen und der aus χ und der Partikelgrößenverteilung berechneten Mobilitätsverteilung ergibt. Formal ist der Optimalwert jenes Verhältnis, für welches die Differenz zwischen gemessener und berechneter Verteilung am kleinsten ist. Aber auch der Verlauf beider Verteilungen sollte einigermaßen übereinstimmen; dieser Vergleich dient als Qualitätskontrolle, ob die Basisannahme der Methode – die Ladungsverteilung kann in guter Näherung mit Gleichung (3.1-6) beschrieben werden – überhaupt zutrifft. Sofern die Anwendung der Methode als zulässig betrachtet wird, können nun durch Einsetzen des ermittelten Verhältnisses χ in Gleichung (3.1-6) für jeden einzelnen Partikeldurchmesser die relativen Anteile aller Partikel mit bestimmter Ladungszahl berechnet werden.

BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) testeten ihr Konzept in mehreren Situationen, darunter auch windabwärts einer Wechselstrom-Hochspannungsleitung, und ermittelten hier ein Asymmetrie-Verhältnis $\chi=1,706$. Für Partikeldurchmesser >25 nm stimmten berechnete und gemessene Mobilitätsverteilungen sehr gut in ihrer Form überein, darunter wurden niedrigere Mobilitätswerte gemessen als mit diesem Asymmetrie-Verhältnis erwartet. BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) führten dies darauf zurück, dass die kleinsten Partikel in der kurzen Zeit seit Passage der Hochspannungsleitung durch die Luftmasse noch kein Gleichgewicht erreichten (je kleiner die Partikel, umso geringer laut Gleichung (3.1-2) und (3.1-3) die Rate der Ladungsaufnahme). Für größere Partikel hingegen erschien die Annahme adäquat. Die Autoren verglichen leider den so bestimmten Wert für χ nicht mit dem Wert, welcher sich rechnerisch mit Gleichung (3.1-7) aus den herrschenden Konzentrationen der Cluster-Ionen beider Polaritäten ergeben würde; wäre es tatsächlich ein Ladungsgleichgewicht, müssten die mit beiden Methoden bestimmten Werte

übereinstimmen. In Studien, in welchen derartige Messungen sehr wohl durchgeführt wurden, ergaben sich jedoch auch an Wechselspannungsleitungen eher deutlich höhere Verhältnisse, je nach Entfernung von der Leitung im hohen einstelligen oder im zweistelligen Bereich, siehe zum Beispiel Abschnitt 3.3.5.

Wie im Abschnitt 3.2.5 dargelegt, bedeutet die Tatsache, dass sich eine Ladungsverteilung mit Gleichung (3.1-6) beschreiben lässt, aber auch nicht zwingend, dass sich die Luft tatsächlich im Ladungsgleichgewicht befand: auch nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke nimmt die Ladungsverteilung den dort gezeigten Analysen nach noch eine Form an, welche ungefähr der Verteilung laut Gleichung (3.1-6) entspricht, siehe Abbildung 3.2-1. χ wird nun zum freien Anpassungsparameter (d.h. es ist nicht identisch mit dem Wert, welcher sich mit Gleichung (3.1-7) ergeben würde; aufgrund der Dominanz der einen Polarität über die andere kann Gleichung (3.1-7) hier sehr hohe Werte ergeben). Der Anpassungsparameter χ hing praktisch nicht vom Partikeldurchmesser ab: Wie in Abbildung 3.2-1 gezeigt, erfolgte die Ermittlung für drei Größenordnungen (10, 100 und 1000 nm), trotzdem variierte der ermittelte Parameter χ nur im Bereich 2,5-2,7 (dies ergab sich unter Annahme einer reinen Windausbreitung der Ionenwolke und bei Berechnung der Ladungsverteilung als Mittel über den Querschnitt der Ionenwolke. Zudem wurde für das Gleichgewicht windaufwärts der Ionenquelle ein Asymmetrie-Verhältnis $\chi=1$ angenommen; hätte der Wert etwas niedriger oder höher gelegen, hätten sich entsprechend auch etwas niedrigere oder höhere Werte windabwärts der Quelle ergeben). Der durch BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) bestimmte Wert von 1,706 liegt deutlich darunter, d.h. die Ladungsaufnahmen blieben unter dem von der verwendeten Abschätzungsmethode erwarteten Wert. Die Messung fand windabwärts einer Wechselstrom-Hochspannungsleitung statt; hier bleiben die Cluster-Ionen-Konzentrationen in der Regel in der Tat eher deutlich unter den möglichen Maximalwerten laut der im Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Theorie, damit nehmen auch Partikel hier weniger Ladungen auf.

Insgesamt erscheint die schnelle Messmethode von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) damit sehr nützlich, und anwendbar auch windabwärts von Hochspannungsleitungen. Die Anwendbarkeit der Methode auch in anderen Umgebungen unter potentiellen Nicht-Gleichgewichtsbedingungen (etwa zur Untersuchung von Verkehrsemissionen) verdient weitere Untersuchungen. Die Mehrfachbeladungs-Problematik bei der schnellen Messung der Partikel-Größenverteilung stellt sich auch in anderen Zusammenhängen, etwa bei Messungen des Durchmesserzuwachses bei hygroskopischen Partikeln (SHEN, ZHAO & ZHAO 2021).

3.3.5 JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011): Messung an Wechselspannungsleitungen

Zum Vergleich soll hier auch eine rezente Messung windabwärts von Wechselspannungsleitungen aufgeführt werden. JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) führten Messungen in verschiedenen Abständen windabwärts einer kommerziellen Stromtrasse in Australien durch; mehrere Leitungen liefen parallel zueinander, die stärkste davon hatte laut den Autoren eine Spannung zwischen 220 und 330 kV (die exakte Spannung war nicht bekannt, sondern nur ein Spannungsintervall, in welchem sie sich befand). Die Leitungshöhe über dem Boden betrug 20 Meter (mittig zwischen den Masten). Die Messung erfolgte an einem Standort, an welchem diese Leitung eine starke netto positive Korona-Aktivität aufwies. Am Messtag herrschte eine Windgeschwindigkeit von etwa 5 m/s rechtwinklig zur Stromtrasse.

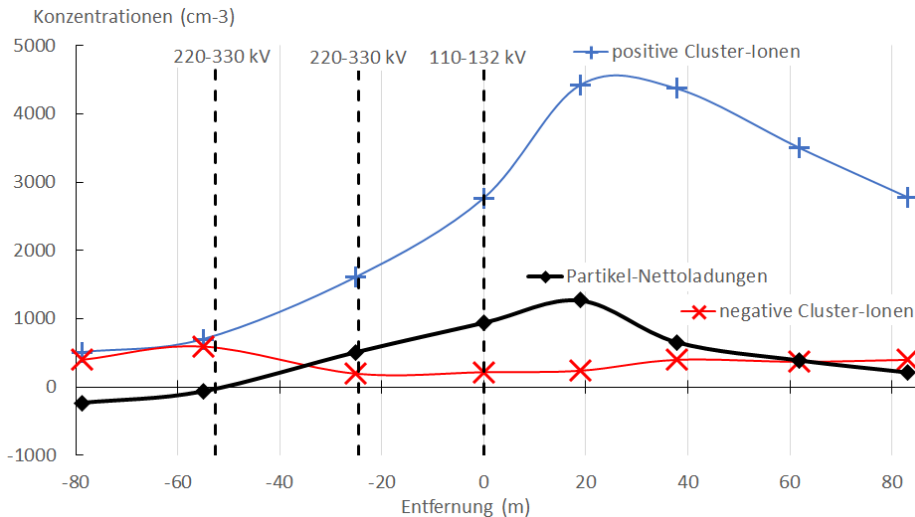


Abbildung 3.3-6: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011), Wechselspannungs-Trasse in Australien: Cluster-Ionen und Netto-Partikelladungen (2 nm-5 μm).

Abbildung 3.3-6 zeigt die Messwerte in Abhängigkeit von der Entfernung zur Stromtrasse: positive (blau) und negative (rot) Cluster-Ionen-Konzentrationen sowie die Partikel-Nettoladungen (schwarz, 2 nm-5 μm). Die Positionen der insgesamt drei parallelen Wechselspannungsleitungen sind ebenfalls eingezeichnet, die minimalen und maximalen Nennspannungen jeder Leitung sind angegeben (die tatsächliche Spannung sollte sich zwischen beiden Werten befunden haben). Die Konzentration positiver Cluster-Ionen nahm zunächst zu und erreichte etwa 20 Meter windabwärts der nächstgelegenen Leitung ein Maximum von etwa 4.400 cm^{-3} . Die Konzentration der negativen Cluster-Ionen lag an derselben Stelle bei nur 240 cm^{-3} ; es ergab sich somit ein Verhältnis positiver zu negativer Cluster-Ionen von etwa 19. Selbst in über 80 Metern Entfernung lagen die positiven Cluster-Ionen noch bei etwa 2.800 cm^{-3} und das Verhältnis positiver zu negativer Cluster-Ionen bei etwa 7. Die Netto-Partikelladung im Größenbereich 2 nm-5 μm (d.h. die Differenz aus der Anzahl positiver und der Anzahl negativer Ladungen, welche von Partikeln dieser Größe getragen werden, pro Luftvolumen) wurde ebenfalls als Funktion der Entfernung gemessen. Auch hier überwogen erwartungsgemäß die positiven Ladungen und es ergab sich ebenfalls 20 Meter windabwärts der Leitung ein Maximum von 1.300 cm^{-3} . Die Konzentration der Netto-Partikelladungen scheinen windabwärts der Leitung demnach offenbar schneller wieder abzunehmen als die Konzentration der positiven Cluster-Ionen.

Zum Vergleich der gemessenen Ionenkonzentration mit der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) soll hier Folgendes angenommen werden: Nur die mittlere Leitung existierte, und diese trug eine Spannung von 220 kV (die Untergrenze des Spannungsbereichs dieser Leitung. Die windabwärts davon gelegene schwächere Leitung sollte somit keinen Effekt gehabt haben). Die gemessenen positiven Cluster-Ionen-Konzentrationen betrugen am Maximum nur etwa ein Viertel der Werte, welche unter den genannten Annahmen in derselben Leitungsentfernung laut Gleichung (2.1-1) zulässig wären. Nimmt man stattdessen an, dass nur die windabwärts gelegene Leitung existierte und nur eine Spannung von 100 kV führte (der Minimalwert für diese Leitung), beträgt der Faktor sogar nur ein Zehntel. Hätte man höhere Spannungen angesetzt, hätten sich jeweils noch niedrigere Faktoren ergeben. In jedem Fall verdeutlicht der Vergleich, dass die zulässigen Ionenkonzentrations-Maximalwerte laut Gleichung (2.1-1) im Fall von Wechselspannungsleitungen sehr deutlich unterschritten werden.

Aus einem Vergleich der maximalen Netto-Partikelladung mit der Partikelkonzentration (etwa 20.000 cm^{-3} , hier wurden Partikel oberhalb von 10 nm erfasst) schätzten JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) die mittlere Netto-Partikelladung auf nur 0,07. D.h. wenn man annimmt, dass im Gleichgewicht eine Netto-Ladung von Null bestand und jedes Partikel maximal eine Ladung aufnahm, hätten nur 7% aller Partikel unter Einfluss der Ionenwolke eine Ladung aufgenommen (tatsächlich bestand im vorherigen Gleichgewicht eine leicht negative Nettoladung von etwa 0,02, damit ergeben sich 0,09 statt 0,07 aufgenommene positive Ladungen pro Partikel; auch dies wäre sehr wenig). Zum Vergleich: Bei einer Studie von TAMMET et al.

(2006) zur Ladungsverteilung in der Luft in einem finnischen Waldgebiet abseits spezieller Ionenquellen ergaben sich 0,9-1,4 Ladungen pro Partikel (Summe aus positiven und negativen Partikelladungen; die Werte wurden nicht direkt gemessen, sondern erfolgten aus Messungen der Cluster-Ionen und diversen Messungen und theoretischen Überlegungen zur Quellen- und Senkenstärke für Cluster-Ionen. Deshalb bezieht sich diese Angabe auf alle Partikel, ohne Eingrenzung auf einen bestimmten Größenbereich). Wenn man annimmt, dass ähnliche Werte auch in der Hintergrundluft bei den Messungen von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) herrschten, war die Anzahl der Ladungen pro Partikel, welche bereits im Gleichgewicht vorliegen, etwa 10-20 mal höher als die Anzahl der hier windabwärts der Hochspannungsleitung aufgenommenen Partikel. Bei der im Abschnitt 3.2.7 vorgenommenen theoretisch erwarteten Anzahl Partikelladungen im Gleichgewicht innerhalb einer realen Partikelgrößenverteilung ergaben sich durchschnittlich nur 0,5 Ladungen pro Partikel, hier allerdings begrenzt auf den Bereich 10-800 nm.

Selbst wenn man großzügig annimmt, dass im Schnitt 0,1 Ladungen pro Partikel aufgenommen wurden, lag dieser Wert in jedem Fall um mehr als eine Größenordnung unter den Werten, welche sich bei den Messungen von CARTER & JOHNSON (1988) oder SUDA & SUNAGA (1990b) ergaben, siehe Abschnitte 3.3.1 und 3.3.2). Eingesetzt in Gleichung (3.2-10), ergibt sich somit ein sehr niedriger Mindest-Partikeldurchmesser (für eine Kompatibilität mit dieser Gleichung) von 11 nm, was den tatsächlichen Äquivalenzdurchmesser der Partikelgrößenverteilung vermutlich deutlich unterschätzt. Der Hauptgrund für die sehr niedrigen Partikelbeladung ist offensichtlich die sehr niedrige Konzentration an Cluster-Ionen, welche windabwärts der Wechselspannungsleitungen auftrat. Zudem lag mit 20.000 cm^{-3} eine vergleichsweise hohe Partikelkonzentration in der Luft vor, d.h. die begrenzte Anzahl von an der Hochspannungsleitung erzeugten Ladungen verteilte sich auf eine große Partikelzahl.

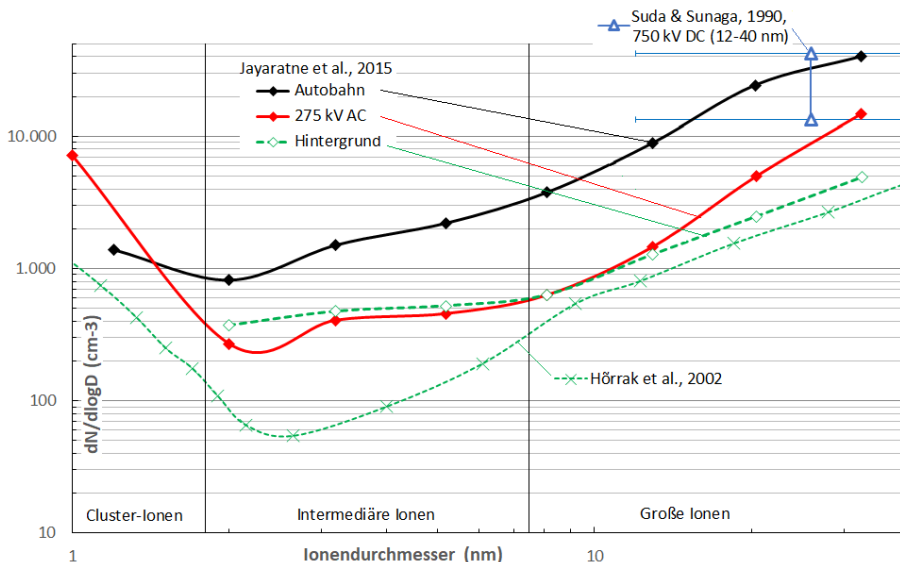


Abbildung 3.3-7: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b): Ionen-Größenverteilung, gemessen etwa 2-5 Meter von einer Autobahn, etwa 10-20 Meter windabwärts von Wechselstromleitungen sowie im offenen Grasland. Dazu die rurale Hintergrund-Messung von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) aus Estland (14 Monate), und die von SUDA & SUNAGA (1990b) 56 Meter windabwärts einer 750-kV-Gleichstromleitung gemessenen Konzentrationen Großer Ionen (minimale und maximale Werte).

Abbildung 3.3-7 zeigt die von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) gemessene Brutto-Größenverteilung von Ionen und geladenen Partikeln (Summe aus positiv und negativ geladenen Partikeln, gemessen im Abstand von etwa 10-20 Meter windabwärts der Leitungen). Der Messbereich endete allerdings bereits bei einer Partikelgröße von 40 nm – in diesem Bereich sind praktisch alle geladenen Partikel nur einfach geladen und aus der primär gemessenen Mobilität der geladenen Partikel kann somit direkt auf deren Durchmesser geschlossen werden.

Abbildung 3.3-7 vergleicht diese Größenverteilung (rot) mit zwei weiteren, mit dem selben Instrument gemessenen Größenverteilungen: die Verteilung in etwa 2-5 Meter Entfernung von Autobahnen (schwarz)

sowie die Hintergrund-Verteilung im offenem Grasland, mindestens 200 Meter von der nächsten Straße, Siedlung oder Stromleitung entfernt (grün, gestrichelte Linie, offene Symbole). Es handelt sich bei allen drei Verteilungen um die Summe der Brutto-Konzentrationen positiver und negativer Ionen, und um die Mittelung über mehrere Standorte. Alle drei Verteilungen wurden gemeinsam in JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b) publiziert (dort beginnen die Größenverteilungen erst beim Datenpunkt 2 nm, d.h. im Bereich der Intermediären Ionen. Die Größenverteilungen windabwärts der Autobahnen bzw. der Hochspannungsleitungen entstammen allerdings früheren Publikationen derselben Autoren (JAYARATNE, LING & MORAWSKA 2014 bzw. 2011), und beide Publikationen enthielten auch Konzentrationsmessungen im Bereich der Cluster-Ionen. Die Autobahn-Messung wird im Abschnitt 4.4.4 vorgestellt, und im Abschnitt 4.4.5 werden weitere Aspekte des Direktvergleichs von Verkehrs—und Hochspannungsleitungs-Emissionen diskutiert). Zum Vergleich gezeigt sind auch die von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) gemessenen Medianwerte einer 14-monatigen Kampagne in ländlicher Umgebung in Estland (grüne gestrichelte Linie, liegende Kreuze) sowie die von SUDA & SUNAGA (1990b) 56 Meter windabwärts einer 750-kV-Gleichstromleitung gemessenen Konzentrationen Großer Ionen (blaue offene Dreiecke, siehe unten).

Anm.: Bei der in Abbildung 3.3-7 verwendeten Einheit $dN/d\log D$ handelt es sich um die gemessenen Ionenkonzentrationen innerhalb eines Ionendurchmesser-Intervalls $d_1:d_2$, dividiert durch die logarithmische Breite $\log D = \log(d_1) - \log(d_2)$ des Intervalls. Diese Darstellung erlaubt den Direktvergleich von Größenverteilungen, welche mit unterschiedlichen Intervallbreiten gemessen wurden.

In allen drei von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b) untersuchten Umgebungen stieg die Konzentration geladener Partikel (hier als Intermediäre und Große Ionen bezeichnet) oberhalb von 3 nm mit wachsendem Partikeldurchmesser kontinuierlich an. Die Konzentrationen windabwärts der Wechselspannungsleitung lagen erst ab etwa einem Durchmesser von 20 nm über den Grasland-Werten, die Werte windabwärts der Autobahn hingegen lagen etwa eine Größenordnung höher als die Werte windabwärts der Stromleitungen (die genauen Faktoren hängen von den jeweiligen Abständen zwischen Ionenquelle und Messort ab, die genannten Faktoren sind somit beispielhaft zu verstehen). Aussagen zur Fortsetzung oberhalb von 40 nm und damit zum Verhältnis der Konzentration geladener Partikel windabwärts von Hochspannungsleitungen und im Verkehrsbereich bei größeren Partikeln können nicht getroffen werden: Bei Verbrennungsprozessen im Allgemeinen, und somit auch in Autobahn-Umgebung, werden positive und negative Ladungen etwa paritätisch erzeugt, dies sollte nach den theoretischen Erwartungen für eine schnelle (Teil-)Neutralisierung höher beladener Partikel sorgen. Bei hoher initialer Partikel-Ladungskonzentration in den emittierten Fahrzeugabgasen können aber trotzdem hohe Partikel-Ladungskonzentrationen auch im Bereich größerer Partikel auftreten.

Zum Vergleich wurden in Abbildung 3.3-7 auch die von SUDA & SUNAGA (1990b) 56 Meter windabwärts einer 750-kV-Gleichstrom-Versuchsleitung gemessenen Konzentrationen Großer Ionen gezeigt, siehe auch Abschnitt 3.3.2. Hier lag nur ein Datenpunkt für den Komplettbereich 12-40 nm vor. Es erfolgten Messungen in verschiedenen Betriebsmodi der Versuchsleitung, die maximalen Konzentrationen ergaben sich bei jedem Modus 56 Meter windabwärts der Leitung. In Abbildung 3.3-7 sind die sich dabei ergebenden minimalen und maximalen Werte für den 56-Meter-Messpunkt gezeigt. Die maximalen Werte (gemessenen im monopolar negativen Betriebsmodus) sind demnach im hier betrachteten Partikelgrößenbereich vergleichbar mit den im Autobahn-Umfeld gemessenen Ladungskonzentrationen.

3.3.6 BAILEY et al. (2012): Messung der Ladungsverteilung

Die Studie von BAILEY et al. (2012) nutzte eine Methode, um die Ladung pro Partikel direkt zu messen und auf diese Weise eine Häufigkeitsverteilung von Ladungen pro Partikel darzustellen. Kernelement ist ein sogenannter Differentieller Mobilitäts-Analysator (*differential mobility analyzer, DMA*), welcher die Partikel nach ihrer elektrischen Mobilität sortiert. Die elektrische Mobilität wiederum ist proportional zum Quotienten aus Ladungszahl und Partikeldurchmesser. Um zwischen beiden Größen zu trennen, wird der DMA zur Selektion genutzt: es können nur Partikel passieren, deren Mobilität sich in einem engen Bereich befindet. Die selektierten Partikel werden in ein Lasersystem geleitet (HSLAS), in welchem nun eine weitere Selektion allein auf Basis der Partikelgröße erfolgt (*Anm.: Statt eines HSLAS hätte man hier auch einen zweiten DMA nutzen können, diesmal aber mit vorgeschalteter sogenannter Neutralisierung, d.h. der*

Herstellung eines Ladungsgleichgewichts, siehe Abschnitt 1.3.2 zur Erläuterung. Dieser zweite DMA hätte dann ebenfalls eine Partikelgrößenverteilung geliefert). Durch Variation der Mobilitäts- und Größenbereiche entsteht eine zweidimensionale Verteilung als Funktion von Ladung und Durchmesser. BAILEY et al. (2012) publizierten nur die sich daraus (durch Summierung über alle Partikelgrößen) ergebenden Verteilungen für die Ladung, d.h. den relativen Anteil von Partikeln aller Größen mit einer, zwei etc. Ladungen. Das HSLAS war empfindlich für Partikeldurchmesser von 65 nm bis 1 µm. Wird das HSLAS ohne vorgeschaltetes DMA betrieben, misst es die komplette Partikel-Größenverteilung (einschließlich neutraler Partikel), und dieses wurde zur Normierung der Ladungsspektren genutzt, aber nicht publiziert.

Die Messungen fanden nahe einer HGÜ-Trasse in einer ländlichen Gegend in Manitoba, Kanada, statt. Die parallel verlaufenden Leiter trugen, von Südwesten nach Nordosten, die folgenden Nominalspannungen: -450 kV, 500 kV, 65 Meter Zwischenraum, 450 kV, -500 kV. D.h. die negative Polarität lag jeweils an den beiden äußeren Leiterseilen an.

BAILEY et al. (2012) stellten für die Ladungszahlen -11 bis -1 und 1 bis 11 jeweils die Anteile der Partikel mit einer bestimmten Ladungszahl relativ zu allen Partikeln dar. Bereits windaufwärts der Leitungen (im Luv) erhielten sie dabei überraschend niedrige Werte: für die Ladungszahl -1 oder 1 (je nachdem, ob negative oder positive Ladungen im Gleichgewicht windaufwärts der Leitungen dominierten), lagen die Anteile nur zwischen 1,7% und 3,8%; zu höheren Ladungszahlen hin fielen die Anteile schnell ab: Aus den gemessenen Werten ergibt sich eine durchschnittliche Brutto-Beladung (positive und negative Ladungen addiert) von nur 0,1-0,2 Ladungen pro Partikel. Im Ladungsgleichgewicht bei einem Asymmetrie-Verhältnissen $\chi \approx 1$ wäre dies für Partikeldurchmesser von 5-20 nm plausibel (siehe Abschnitt 3.1 zur Berechnung). Dies kann hier schon deshalb nicht der Fall sein, weil die Messungen von BAILEY et al. (2012) nur Partikel mit Durchmessern oberhalb von 65 nm erfassten. D.h., den Messdaten zufolge lag hier eine hohe Anzahl neutraler Partikel in der Hintergrundluft vor. Ähnlich niedrige Ladungen pro Partikel ergaben sich auch bei in derselben Publikation gezeigten Messungen mit derselben Methode in verschiedenen urbanen Umgebungen, d.h. der Befund ist nicht spezifisch für den Standort in der Nähe der HGÜ-Leitung.

Betrachtet man in den Daten von BAILEY et al. (2012) hingegen selektiv nur alle geladenen Partikel, ergibt sich eine mittlere Beladung von 1,4-1,9. Diese würde sich im Gleichgewicht ($\chi \approx 1$, nur geladene Partikel) bei Partikeldurchmessern von etwa 180-450 nm einstellen. Zumindest die Untergrenze erscheint durchaus plausibel: bei der in Abbildung 3.2-2 im Abschnitt 3.2.7 gezeigten Partikelgrößenverteilung (gemessen über 6 Monate im ländlichen Raum) ergibt sich im Gleichgewicht bei selektiver Betrachtung von Partikeln größer als 65 nm (und der Annahme eines Asymmetrie-Verhältnisses $\chi = 1$) ein Ladungs-Äquivalenzdurchmesser von 120 nm, wenn man alle Partikel betrachtet, und von 133 nm, wenn man nur alle geladenen Partikel betrachtet (*Anm.: dieser Äquivalenz-Durchmesser ist der Durchmesser der Partikel einer angenommenen monodispersen Partikelwolke, für welche sich dieselbe Ladungsverteilung ergeben würde, wie sie tatsächlich vorlag. Wenn die Partikel tatsächlich mehr Ladungen trugen als im Gleichgewicht erwartet, würden sich zu hohe Äquivalenzdurchmesser ergeben, im umgekehrten Fall hingegen zu niedrige*).

BAILEY et al. (2012) diskutierten den ungewöhnlich hohen Anteil neutraler Partikel nicht. Rechnerisch ergaben sich die von BAILEY et al. (2012) publizierten niedrigen Anteile geladener Partikel mit einer bestimmten Ladungszahl relativ zu allen Partikeln erst aufgrund der Normierung über die (ohne vorgeschalteten DMA gemessene) komplette Partikelanzahl, während sich Anteile der Partikel mit einer bestimmten Ladungszahl relativ zu allen geladenen Partikeln bereits ohne diese Normierung ergeben. Damit liegt die Vermutung nahe, dass die Normierung unrealistische Absolutwerte lieferte. publizierten jeweils Paare von Messungen windauf- und windabwärts der Leitung. Um realistischere Zahlen zu erhalten, wurden hier die von BAILEY et al. (2012) publizierten Daten (prozentuale Anteile von Partikeln einer bestimmten Ladungszahl relativ zu allen Partikeln) vor der weiteren Analyse umgerechnet auf Anteile relativ zu allen geladenen Partikeln; in Abbildung 3.3-8 erfolgte die Darstellung in dieser Einheit.

BAILEY et al. (2012) publizierten Messungen für insgesamt 3 Tage, an welchen etwa konstante Windverhältnisse herrschten. Die Messungen der Ladungsverteilung erfolgte simultan an je einer windaufwärts (im Luv) und einer windabwärts (im Lee) der HGÜ-Leitung gelegenen Station (je in ungefähr

gleichem Abstand zur Leitung), d.h. es entstanden für jeden Tag zwei zusammengehörende Verteilungen: eine für das Luv, eine für das Lee. BAILEY et al. (2012) führten keine weiteren Analysen dazu durch.

Hier soll angenommen werden, dass im Luv, also vor dem Kontakt der Luftmasse mit der HGÜ-Leitung, ein Ladungsgleichgewicht herrschte. Es wurde entsprechend versucht, das Luv-Spektren mittels Gleichung (3.1-8) anzupassen. Es ergab sich, dass zum Erhalt einer akzeptablen Anpassung ein einzelner Äquivalenz-Durchmesser nicht genügte und stattdessen ein Gemisch von zwei monodispersen Partikelwolken mit verschiedenem Durchmesser angenommen werden musste. Ad hoc wurde hier ein Verhältnis 50:50 angenommen. Damit ergaben sich drei freie Anpassungsparameter:

- der Durchmesser des größeren Partikels: dieser bestimmt vor allem die Breite der Verteilung.
- der Durchmesser des kleineren Partikels: dieser bestimmt die dazu passende Höhe der Peaks bei (vor allem) den Ladungszahlen +1 und -1.
- das Asymmetrie-Verhältnis χ , dieses bestimmt die Höhen der Anteile bei Ladungszahlen +1 und -1, +2 und -2 etc. relativ zueinander. Die Ladungszahl j wurde hier in der herkömmlichen Weise definiert: positive j stehen für positive und negative j für negative Ladungen. Entsprechend gilt $\chi < 1$, wenn negativen Ladungen dominieren, und $\chi > 1$, wenn positive Ladungen dominieren.

Die so gewonnenen Parameter können nun in Gleichung (3.2-16) eingesetzt werden, welche die erwartete Ladungsverteilung nach Einwirken einer unipolaren Innenwolke darstellt, und die damit erhaltene theoretische Ladungsverteilung für die Leeseite kann mit der tatsächlich im Lee der HGÜ-Leitung gemessenen Ladungsverteilung verglichen werden. *Anm.: Gleichung (3.2-16) wurde so definiert, dass positive Ladungszahlen j und k für Ladungen mit Polarität identisch zur Polarität der Ionenwolke stehen. Hier wird die Ladungszahl j jedoch in der herkömmlichen Weise definiert: $j > 0$ steht für positive und $j < 0$ für negative Ladungen. Bei den Messungen von BAILEY et al. (2012) dominierten offenbar negative Ionen in der Ionenwolke: im Lee ist die Ladungsverteilung weiter zu negativen Ladungszahlen verschoben als im Luv, siehe Abbildung 3.3-8. Deshalb muss zur Berechnung der Ladungsverteilung nach Einwirken der Ionenwolke mittels Gleichung (3.2-16) j durch $-j$ und χ durch $1/\chi$ ersetzt werden.*

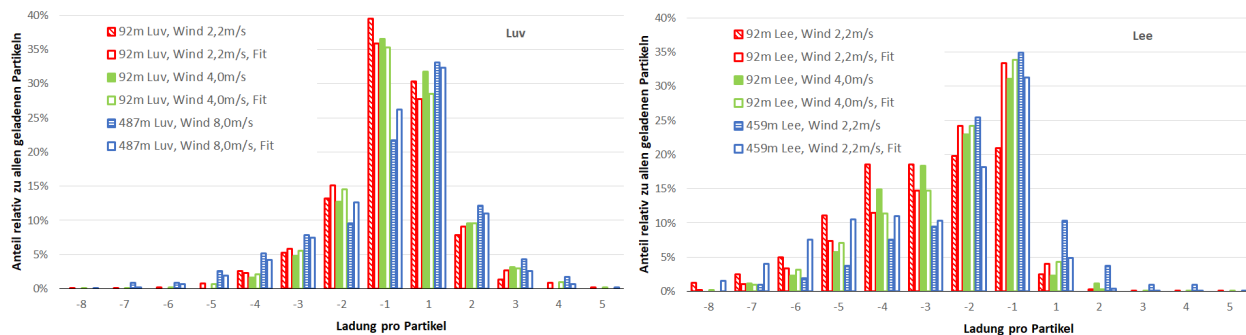


Abbildung 3.3-8: BAILEY et al. (2012): Prozentuale Anteile von Partikeln mit einer bestimmten Ladungszahl, relativ zu allen geladenen Partikeln, gemessen an drei verschiedenen Tagen; die Abstände zu einer HGÜ-Trasse und die Windgeschwindigkeiten sind jeweils angegeben. Links: Messwerte windaufwärts (im Luv) der HGÜ-Trasse, dazu Anpassung (Fit) unter Annahme eines Ladungsgleichgewichts. Rechts: Zeitgleich gemessene Werte windabwärts (im Lee) der HGÜ-Trasse, dazu Anpassung (Fit) unter Annahme einer unipolaren Ionenwolke.

Abbildung 3.3-8 zeigt die Anteile von Partikeln einer bestimmten Ladungszahl (relativ zu allen geladenen Partikeln) windaufwärts (im Luv, links) und windabwärts (im Lee, rechts) der HGÜ-Trasse. Messergebnisse sowie die dazu vorgenommenen Anpassungen Balken mit Hintergrundmuster entsprechen den Messwerten von BAILEY et al. (2012) unter drei verschiedenen Messbedingungen (bestimmt durch Entfernung von der Leitung und Windgeschwindigkeit). Danebenstehende Balken mit weißem Hintergrund zeigen die Ergebnisse der Anpassung (Fit): Im Luv wurde die Anpassung so gewählt, dass sie den Messwerten möglichst gut entspricht, im Lee ist die sich aus dieser Luv-Verteilung theoretisch ergebende Lee-Verteilung nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke dargestellt, diese muss nun mit den Messwerten verglichen werden.

Die in Abbildung 3.3-8 links gezeigte Anpassung ergab sich unter Nutzung der folgenden Parameter:

- Station 92 m windaufwärts der Leitung, Windgeschwindigkeit (rechtwinklig zur Leitung) 2,2 m/s; rot in Abbildung 3.3-8: Partikeldurchmesser 100 und 400 nm (Anteile je 50%), $\chi = 0,88$ ($1/\chi=1,14$).
- Station 92 m windaufwärts, Windgeschwindigkeit 4 m/s; grün in Abbildung 3.3-8: Partikeldurchmesser 100 und 400 nm (Anteile je 50%), $\chi = 0,9$ ($1/\chi=1,11$).
- Station 487 m windaufwärts, Windgeschwindigkeit 8 m/s; blau in Abbildung 3.3-8: Partikeldurchmesser 100 nm, $\chi=1,30$ ($1/\chi=0,77$) und Partikeldurchmesser 500 nm, $\chi=0,8$ ($1/\chi=1,2$). Anteile je 50%. Hier ergab sich die Notwendigkeit, für beide Partikelgrößen verschiedene Asymmetrie-Verhältnis χ anzunehmen: während die Verteilung windaufwärts der Leitung insgesamt zu negativen Ladungszahlen verschoben war, wurden speziell für die Ladungszahl $j=1$ höhere Anteile gemessen als für $j=-1$, somit musste ein Wert $\chi<1$ für die größeren Partikel und ein Wert $\chi>1$ für die kleineren Partikel angenommen werden.

Abbildung 3.3-8 rechts zeigt die sich aus den so erhaltenen Parametern berechneten hypothetischen Ladungsverteilungen laut Gleichung (3.2-16), und dazu die tatsächlich gemessenen Ladungsverteilungen. Folgendes lässt sich feststellen:

- Station 92 m windabwärts der Leitung, Windgeschwindigkeit (rechtwinklig zur Leitung) 2,2 m/s; rot in Abbildung 3.3-8: Bei positiven Ladungszahlen j , und bei negativen Ladungszahlen bis zu $j=-2$ lagen die gemessenen Anteile unter den mit Gleichung (3.2-16) im Extremfall erwarteten Anteilen. Für negative Ladungszahlen ab $j=-3$ hingegen wurden höhere Anteile gemessen als mit Gleichung (3.2-16) theoretisch erwartet: bei $j=-4$, aber auch $j=-7$ lagen die gemessenen Werte etwa um den Faktor 2 über den erwarteten Werten. Bei $j=-8$ wurden noch Anteile von 1,2% gemessen; erwartet wurden derartige Anteile nur bei $j=-7$. D.h. die gemessenen äußeren Grenzen der Verteilung liegen um etwa eine Ladungszahl höher (in negative Richtung) als theoretisch erwartet.
- Station 92 m windabwärts, Windgeschwindigkeit 4 m/s; grün in Abbildung 3.3-8: Hier passen Messwerte und theoretische Erwartungen eher gut zusammen.
- Station 459 m windabwärts, Windgeschwindigkeit 8 m/s; blau in Abbildung 3.3-8: Hier liegen bei höhere negative Ladungszahlen die tatsächlich gemessenen Anteile die unter den im Extremfall theoretisch erwarteten Anteilen, gleichzeitig verblieben auf der positiven Seite höhere Anteile als theoretisch erwartet. Die Verteilung ist also weniger stark zu negativen Ladungszahlen verschoben als erwartet.

Der Anspruch von Gleichung (3.2-16) ist, eine maximal mögliche Verschiebung der Ladungsverteilung unter Einwirkung einer unipolaren Ionenwolke zu liefern. Problematisch für die Validierung sind damit die Befunde im ersten Fall (rot in Abbildung 3.3-8): Hier befand sich die Station 92 m windabwärts der Leitung und die Windgeschwindigkeit betrug nur 2,2 m/s, d.h. die Zeit zwischen Passage der Leitung und der Messstation durch die Luftmasse (und damit die Zeit, in welcher die Partikel Ladungen aufnehmen konnten) war fast doppelt so hoch wie im zweiten Fall (grün in Abbildung 3.3-8; selbe Entfernungen, aber Windgeschwindigkeit 4 m/s). Die dritte Messung (blau in Abbildung 3.3-8) fand in etwa 5-mal so großer Entfernung von der Leitung statt.

Wie im Abschnitt 3.2.3 dargelegt, kann der Maximalwert für die Partikelbeladung laut Gleichung (3.2-9), auf welchem Gleichung (3.2-16) beruht, in Leitungsnähe und bei niedrigen Windgeschwindigkeiten durchaus überschritten werden. Weitere Analysen (etwa analog zu Abschnitt 3.2.4, wo ein Maximalwert für die Leitungsnähe vorgeschlagen wurde), sollen hier nicht durchgeführt werden, auch aus den unten genannten Gründen. Es kann aber festgestellt werden, dass selbst bei der ersten Messung (rot in Abbildung 3.3-8) die Grenzen der Ladungsverteilung im Vergleich zur theoretischen Erwartung nur geringfügig, um eine Ladungszahl, zu höheren Ladungszahlen verschoben wurde, d.h. es erfolgte keine dramatische Unterschätzung.

Es muss aber nochmals betont werden, dass die durchgeführte Auswertung auf unvollständigen Informationen beruht. Die tatsächliche Partikelgrößenverteilung wurde nicht publiziert (auch wenn sie aus den Messwerten eigentlich hervorgegangen sein sollte) und konnte anhand der publizierten Ladungsverteilungen nur grob abgeschätzt werden, diese Abschätzung kann ggf. inkorrekt sein. Und auch die von BAILEY et al. (2012) publizierten niedrigen Anteile der Partikel mit bestimmten Ladungszahlen

relativ zu allen Partikeln werfen Fragen auf. Bei Umrechnung auf Anteile relativ zu allen geladenen Partikeln ergaben sich zwar einigermaßen plausible Werte, d.h. ggf. war aus unbekannten Gründen nur der Anteil an Neutralpartikeln unerwartet hoch, sei es tatsächlich oder aufgrund eines systematischen Fehlers der Messung. Trotzdem kann ein grundlegender systematischer Fehler, welcher auch die Anteile bestimmter Ladungszahlen relativ zu allen geladenen Partikeln betrifft, auch hier nicht ausgeschlossen werden.

Die Messmethode von BAILEY et al. (2012) ist als solche stringenter als die im Abschnitt 3.3.4 dargestellte schnelle Methode von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008), denn sie kommt ohne Annahmen zur Ladungsverteilung aus. Dafür ist sie jedoch entsprechend zeitaufwändiger und aufgrund des Einsatzes von zwei verschiedenen Messtechniken (DMA und HSLAS), welche beide mit eigenen potentiellen Fehlereinflüssen behaftet sind. ggf. auch anfälliger für systematische Fehler (alternativ hätte anstelle des HSLAS auch ein zweiter DMA mit vorgeschalteter Neutralisierung genutzt werden können).

3.3.7 JUNG et al. (2019): 24-Stunden-Messungen an Wechselspannungsleitungen

JUNG et al. (2019) führten 24-stündige kontinuierliche Messungen an 11 Standorten in Südkorea durch. Die Standorte befanden sich in maximal 30 Metern Entfernung von Wechselspannungstrassen (154-345 kV); es wurden gezielt Standorte ausgewählt, welche in dichtbesiedelten Gebieten lagen und an welchen hohe elektrische Feldstärken gemessen wurden.

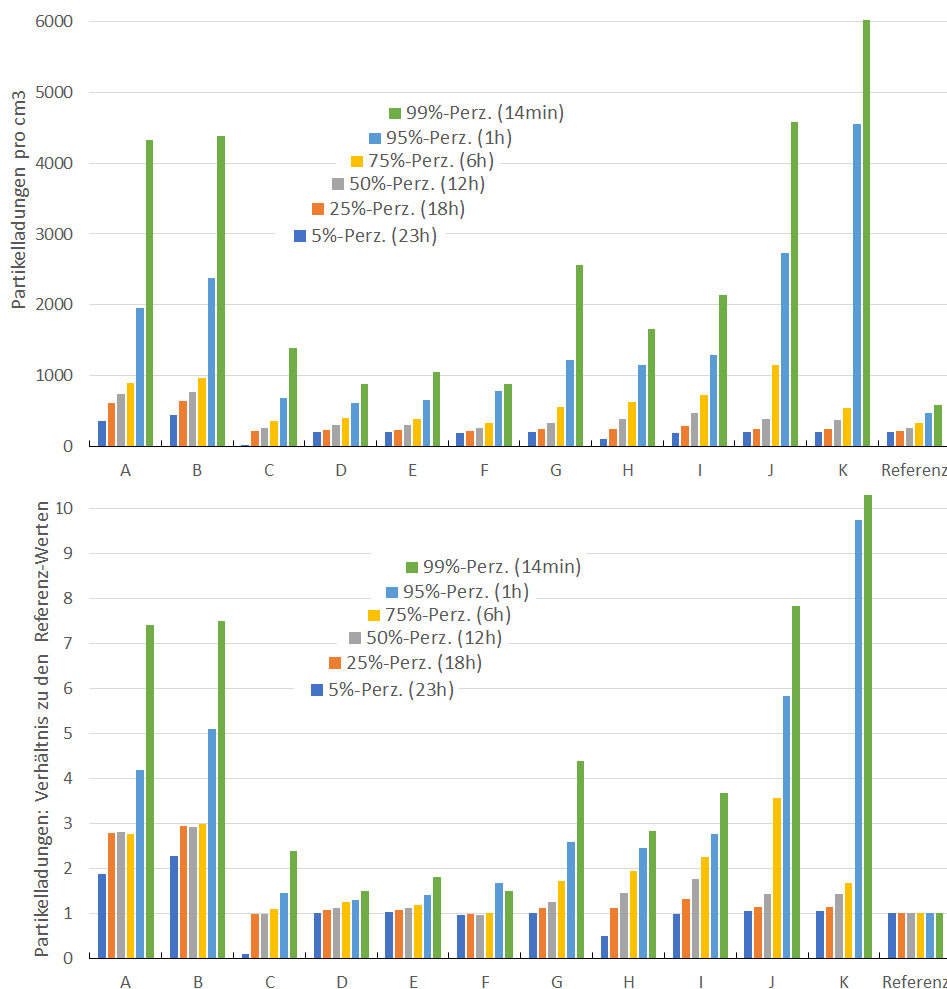


Abbildung 3.3-9: JUNG et al. (2019): Verschiedene Perzentile der Netto-Partikel-Ladungskonzentration, gemessen während 24 Stunden kontinuierlicher Messung im Umfeld von Wechselspannungstrassen (154-345 kV) in Südkorea. Darstellung als Absolutwerte (oben) sowie als Verhältnis zu den Meswerten an der Referenz-Station.

Abbildung 3.3-9 zeigt die gemessenen Perzentile der Netto-Partikel-Ladungskonzentration (2 nm-5 µm, Polarität nicht angegeben). Diese wurden während 24 Stunden kontinuierlicher Messung an jedem Standort ermittelt. In Klammern ist angegeben, innerhalb von welcher Zeitdauer die jeweiligen Perzentile

damit innerhalb von 24 Stunden maximal überschritten wurden. Die Darstellung erfolgte einmal absolut, einmal relativ zu Messungen an einem Referenz-Ort weitab von Leitungen.

Laut Abbildung 3.3-9 lagen zu bis zur Hälfte der Zeit (50%-Perzentil) die Werte kaum höher als an einer Referenzstation weitab von Hochspannungsleitungen (von den Standorten A und B abgesehen, hier lagen die Werte praktisch ständig um mindestens den Faktor 2-3 darüber). Kurzzeitig wurden aber durchaus hohe Spitzen gemessen; in Extremfällen erreichten sie bis zu 6.000 cm^{-3} und lagen damit um einen Faktor von etwa 10 über den Extremwerten an der Referenz. Laut den Autoren besteht ein deutlicher Zusammenhang vor allem zur Windgeschwindigkeit: je höher, umso niedriger die Konzentration der geladenen Partikel. Es wurden keine Aussagen zur Windrichtung getroffen, insofern ist unklar, ob sich die Messstationen während der 24-stündigen Messungen überwiegend windauf- oder windabwärts der Leitung befanden und ob die kurzzeitigen Peaks gegebenenfalls auf drehende Winde zurückzuführen sind. Magnetische Feldstärke und relative Luftfeuchtigkeit waren positiv mit der Partikel-Ladungskonzentration korreliert. Für die elektrische Feldstärke galt dies ebenfalls, hier war der Zusammenhang allerdings nur schwach.

Die Partikelladungskonzentration werden auch von der Partikelkonzentration beeinflusst: je mehr Partikel vorhanden sind, umso mehr Ionen können durch diese aufgenommen werden. Die Partikelkonzentration wurde von JUNG et al. (2019) allerdings nicht gemessen, damit ist auch die Anzahl Ladungen pro Partikel unbekannt. Durch Vergleich der in Abbildung 3.3-9 dargestellten Partikelladungen pro cm^3 mit Messungen anderer Studien ist aber zumindest ein größenordnungsmäßiger Vergleich zwischen verschiedenen Studien möglich.

Konkret können die in Abbildung 3.3-9 dargestellten Partikelladungen pro cm^3 mit den Messwerten folgender Studien verglichen werden:

- JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) nutzten bei ihren Messungen windabwärts einer kommerziellen Stromtrasse (220-330 kV) in Australien (siehe Abschnitt 3.3.5) ein ähnliches Messgerät, und deren Messungen der Netto-Partikelladungskonzentration beziehen sich auf denselben Größenbereich 2 nm-5 μm . Die Messungen erfolgten an einem Standort, welcher eine starke netto positive Korona-Aktivität aufwies. Hier ergab sich eine maximale Netto-Partikelladungskonzentration von 1.300 cm^{-3} (das Maximum trat etwa 20 Meter windabwärts der Leitung ein). Also ein Wert, der in den in Abbildung 3.3-9 gezeigten Messungen von JUNG et al. (2019) während maximal einer Stunde überschritten wurde. Innerhalb dieser Stunde liegt die Netto-Partikelladungskonzentration dann aber teilweise durchaus um einen Faktor 4-5 höher als die von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) gemessenen Durchschnittswerte in einer Entfernung von 20 Metern.
- Bei Gleichspannungsleitungen ergaben sich generell deutlich höhere Werte: CARTER & JOHNSON (1988) maßen windabwärts einer monopolen Testleitung (-500 kV) Netto-Partikelladungskonzentrationen (negativ) von bis zu 10.000 cm^{-3} (dieser Wert ergab sich in 70 Metern Entfernung zur Leitung, in kürzeren Entfernungen wurde nicht gemessen); die hier eingesetzte Methode erfasste laut den Autoren allerdings alle geladenen Partikel größer als Cluster-Ionen (*Anm.: die Leitung wurde zur Maximierung des Korona-Effekts mit scharfkantigen Metallteilen manipuliert, siehe Abschnitt 3.3.1*).
- SUDA & SUNAGA (1990b) führten Messungen in 56 Metern Entfernung windabwärts einer 750-kV Gleichspannungs-Testleitung durch. Es ergaben sich bis zu 22.000, 14.000 bzw. 12.000 geladene Partikel pro cm^3 im monopolar negativen, bipolaren bzw. monopolar positiven Betrieb der Leitung, obwohl sich die Messungen nur auf den Größenbereich 12-40 nm beschränkten, d.h. die Werte im Komplettbereich 2 nm-5 μm sollten noch höher gewesen sein (es handelte sich um die Brutto-Konzentrationen der geladenen Partikel der jeweils dominierenden Polarität, die Nettoladung sollte hier jedoch kaum geringer gewesen sein. Es erfolgten auch Messungen in anderen Entfernungen von der Leitung, hier ergaben sich niedrigere Werte. Siehe Abschnitt 3.3.2 für Details).

Die Messungen von JUNG et al. (2019) bestätigen somit, dass windabwärts von Wechselspannungsleitungen deutlich niedrigere Konzentrationen geladener Partikel auftreten als windabwärts von HGÜ.

3.4 Zusammenfassung

3.4.1 Ergebnisse der bisherigen Forschung

In diesem Report wurden mehrere Publikationen analysiert, in welchen die Konzentration geladener Partikel, und in einigen Fällen auch detaillierte Ladungsverteilung, windabwärts von Hochspannungsleitungen gemessen wurde. Diese Ladungen entstehen, wenn sich die an den Leitungen entstandenen Cluster-Ionen sich an Partikel anlagern. Dieser Fokus lag dabei auf Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragungsleitungen (HGÜ), da hier wesentlich höhere Cluster-Ionen-Konzentrationen auftreten und entsprechend auch höhere Partikel-Ladungskonzentrationen gemessen werden. Zum Vergleich wurden aber auch rezente Messungen an Wechselspannungsleitungen dargestellt.

Gleichzeitig wurde auch, basierend auf diversen Ansätzen verschiedener Publikationen, versucht, eine Methode zur Abschätzung der maximal möglichen Partikel-Beladung windabwärts von Hochspannungsleitungen zu entwickeln; diese Methode sollte dabei mit wenigen Parametern auskommen. Die grundlegende Idee für die Herangehensweise stammt von JEFFERS (2001), auch der Review des britischen National Radiological Protection Board zum Thema Partikeldepositionen im Umfeld von Hochspannungsleitungen und möglichen Gesundheitseffekten (NRPB 2004) beruft sich darauf. Der Ausgangspunkt besteht darin, dass die Konzentration n der von der Leitung ausgehenden Wolke aus Cluster-Ionen einen von Leitungsspannung, Windgeschwindigkeit und Entfernung abhängigen Maximalwert nicht überschreiten kann. Diese Feststellung folgt aus der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a), welche im Kapitel 2 erläutert und mit Messdaten verglichen wurde. Wie dort dargestellt, können windabwärts von Gleichspannungsleitungen die Messwerte den theoretischen Maximalwerten durchaus nahekomen (und in einigen Fällen diese auch überschreiten, was aber ggf. auf Messunsicherheiten zurückzuführen ist), windabwärts von Wechselspannungsleitungen bleiben die Messwerte hingegen eher deutlich unter den theoretischen Maximalwerten.

In Leitungsnähe wird die Ionenausbreitung der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) zufolge sowohl von den elektrischen Feldern der Leitung als auch vom Wind bestimmt, in größerer Entfernung kann ersterer Beitrag jedoch vernachlässigt werden und die Ausbreitung der Ionenwolke kann nun als reine Windausbreitung beschrieben werden; unter diesen Bedingungen ergibt sich, dass das Produkt nt einen Wert von etwa $4 \cdot 10^{11} \text{ s/m}^3$ nicht überschreiten kann (der genaue Wert hängt von der sogenannten elektrischen Mobilität der Ionen ab); t ist die Zeit, in welcher sich ein Luftpaket mit dem Wind von der Leitung bis zum Messort bewegt und in welcher es somit der Wirkung der Ionenwolke ausgesetzt war.

Der Anregung von JEFFERS (2001) folgend kann dieses Produkt nt wiederum mit der Integralen Exposition gleichgesetzt werden, wenn man den Durchschnitt über die komplette Ionenwolke betrachtet. Die Anzahl aufgenommener Ladungen pro Partikel ist proportional zum Produkt aus Integraler Exposition und Wahrscheinlichkeit der Ladungsaufnahme. Hierbei wurde vereinfachend angenommen, dass die Wahrscheinlichkeit der Aufnahme einer Ladung durch ein Partikel nicht davon abhängt, wie viele Ladungen derselben Polarität bereits aufgenommen wurden (tatsächlich sinkt sie mit jeder Aufnahme). Diese Wahrscheinlichkeit ist im Wesentlichen linear proportional zum Partikeldurchmesser (zudem besteht eine Abhängigkeit von der Temperatur; hier sollen Standardtemperaturen angenommen werden, und eine Abhängigkeit von der elektrischen Mobilität der Ionen, diese ist im genauen Maximalwert für nt aber ebenso enthalten, und bei der Multiplikation aus Aufnahmewahrscheinlichkeit und Integraler Exposition verschwindet diese Größe). Als grobe Näherung kann angenommen werden, dass alle Partikel, welche ursprünglich eine entgegengesetzte Ladung trugen, durch die an der Hochspannungsleitung generierte unipolare Ionenwolke unmittelbar neutralisiert wurden, d.h. es liegen nur noch neutrale und positiv geladene Partikel vor. Im weiteren Verlauf nehmen dann alle Partikel im Durchschnitt $0,009 \times d$ Ladungen auf, mit d dem Partikeldurchmesser in Nanometern, siehe Gleichung (3.2-10).

Eine detailliertere Betrachtung liefert eine komplette Ladungsverteilung nach Einwirken der Ionenwolke, welche aber ebenfalls nur vom Partikeldurchmesser und von der Lage des vorherigen Ladungsgleichgewichts abhängt, siehe Abschnitt 3.2.5. Es ergeben sich somit universale Maximalwerte (unabhängig von orts- und zeitspezifischen Werten wie zum Beispiel der Leitungsspannung oder der

genauen Windgeschwindigkeit oder Entfernung von der Leitung); sofern diese Werte die realen Verhältnisse korrekt wiedergeben, wären sie damit optimal geeignet zur Abschätzung möglicher gesundheitlicher Gefahren, welche von an Hochspannungsleitungen generierten Partikelladungen ausgehen könnten.

Es ist für das Verständnis wichtig, dass sich der Maximalwert der aufgenommenen Ladungen hier nicht aus einer begrenzten Aufnahmefähigkeit der Partikel ergibt. Er ergibt sich vielmehr daraus, dass der komplette Querschnitt der an der Stromleitung emittierten Ionenwolke betrachtet wurde. Die Durchschnittsladung pro Partikel im kompletten Querschnitt unterliegt zwei entgegengesetzten Prozessen: sie erhöht sich, je länger die Partikel der Ionenwolke ausgesetzt sind, und sie verringert sich, wenn aufgrund der Expansion der Ionenwolke bisher nicht beeinflusste Partikel mit niedriger Ladungszahl durch die Ionenwolke erfasst werden. Im Fall eines konstanten Produkts nt gleichen diese beiden Prozesse einander exakt aus. Die Unabhängigkeit des theoretischen Maximums für das Produkt nt von der Leitungsspannung erklärt sich daraus, dass zwar umso mehr Korona-Ionen emittiert werden, je höher die Spannung ist (bei ansonsten gleichen internen und externen Bedingungen an der Leitung), allerdings wächst dann aufgrund der elektrostatischen Abstoßungskräfte auch der Querschnitt der Ionenwolke entsprechend schneller, die maximal mögliche Ionenkonzentration innerhalb der Ionenwolke bleibt somit dieselbe.

Dieser Ansatz hat allerdings mehrere fundamentale Probleme: Es wurde angenommen, dass sich die Ionenwolke unbegrenzt nach unten ausbreiten kann. Der Ansatz stößt somit an seine Grenzen, wenn die Ionenwolke den Erdboden erreicht. Generell sollte zum Vergleich mit Messwerten die Berechnung der Ladungsaufnahme zudem eigentlich nicht als Durchschnittswert über die komplette Ionenwolke erfolgen, sondern vielmehr für ein individuelles Luftpaket mit festem Volumen, welches sich unter der Leitung hindurch und dann von dieser wegbewegt. In einem solchen Luftpaket würde unter den hier getroffenen vereinfachenden Annahmen die Anzahl der aufgenommenen Ladungen mit der Zeit unbegrenzt zunehmen. Und schließlich beruht der einfache Ansatz auf der Annahme, dass das Produkt nt einen Wert von etwa $4 \cdot 10^{11} \text{ s/m}^3$ nicht überschreiten kann, in Leitungsnähe ist dies aber durchaus möglich, d.h. die Partikel können hier entsprechend mehr Ladungen aufnehmen, diese werden dann durch den Wind aber auch in größere Entfernungen von der Leitung getragen. Allerdings flossen im Gegenzug auch Annahmen in die Herleitung ein, welche tendenziell zu einer Überschätzung der tatsächlich stattfindenden Partikelbeladung führen: es wurde vor allem vernachlässigt, dass sich bei jeder Anlagerung eines Ions an ein Partikel zum einen die Anzahl noch vorhandener Ionen und zum anderen auch die Wahrscheinlichkeit der Anlagerung eines weiteren Ions derselben Polarität an dasselbe Partikel verringert.

In diesem Kapitel wurden die Ergebnisse mehrerer Messstudien analysiert. In allen Fällen handelte es sich um Momentaufnahmen (typischerweise Messungen während weniger Stunden), wobei gezielt Tage ausgewählt wurden, an welchen die Messstation klar windabwärts der Hochspannungsleitung lag, und es wurden zum Teil (bei Messungen an Testleitungen) gezielt besonders starke Korona-Bedingungen erzeugt. Langzeit-Studien zu Partikel-Ladungskonzentrationen (aus welchen die Mittel- und Extremwerte für einen festen Standort hervorgehen würden) wurden nicht gefunden. Die zitierten experimentellen Ergebnisse zeigen, dass sich die Partikel-Ladungskonzentrationen ungefähr so verhalten wie die im Kapitel 2 diskutierten Konzentrationen der an der Leitung emittierten Cluster-Ionen: Windabwärts der Leitung wird zunächst ein Maximum erreicht, danach fallen die Werte ab, wobei der Abfall für Partikelladungen etwa genauso schnell oder sogar schneller als der Abfall der Cluster-Ionen-Konzentrationen geschieht. Gleiches gilt damit auch für die durchschnittliche Anzahl Ladungen pro Partikel (d.h. des Quotienten aus Partikel-Ladungskonzentration und Partikelkonzentration. Letztere Größe bleibt bei der Passage der Hochspannungsleitung durch den Luftstrom praktisch unverändert: mehrere entsprechende Studien schlossen einen Einfluss der Hochspannungsleitungen auf Partikelbildung und -wachstum aus). Bei den Cluster-Ionen erklärt sich die Abnahme der Konzentration mit wachsender Entfernung von der Leitung mit den zwischen den Ionen wirkenden abstoßenden Kräften. Geladene Partikel unterliegen derselben Kraftwirkung zwar auch, allerdings ist deren elektrische Mobilität um Größenordnungen geringer als die der Cluster-Ionen, hier geschieht das Auseinanderdriften deshalb deutlich langsamer. Dass die Partikel-Ladungskonzentrationen in der Praxis trotzdem schnell abfallen, muss somit darauf zurückzuführen sein, dass auch weitere Vorgänge signifikant zur Verringerung der Partikel-Ladungskonzentration beitragen:

entweder schnelle Teilneutralisierung (durch in der Luft vorhandene Ionen der entgegengesetzten Polarität) oder Durchmischung der Luft. Insbesondere letzterer Vorgang bedeutet damit rein physikalisch eine Annäherung der tatsächlichen Werte an die Werte, welche sich bei Berechnung der durchschnittlichen Partikelbeladung über den kompletten Querschnitt der Ionenwolke ergeben.

Letztendlich muss eine Validierung anhand von Messwerten zeigen, ob und in wie weit die Werte, welches sich unter Annahme eines Maximalwerts $nt \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ s/m}^3$ und bei Berechnung über den kompletten Querschnitt der Ionenwolke ergeben, tatsächlich als repräsentativer Maximalwert für die Konzentration geladener Partikel angenommen werden können, welchen eine sich in der Nähe einer Hochspannungsleitung aufhaltende Person ausgesetzt ist (ggf. zumindest im Zeitmittel). Eine abschließende Beurteilung kann hier nicht erfolgen, da bei allen zitierten Messungen die Partikelgrößenverteilung nicht oder nur grob bekannt war. Die Partikelgröße ist aber entscheidend: je größer die Partikel, umso höher die Wahrscheinlichkeit der Ladungsaufnahme. Die in diesem Report gezeigten Abschätzungen deuten darauf hin, dass in Leitungsferne (außerhalb des unmittelbaren Einflussbereichs der elektrischen Felder der Leitung) die gemessenen Werte keinesfalls dramatisch über oder auch unter den berechneten Werte lagen, d.h. die Berechnungsmethode erscheint brauchbar, ggf. unter Hinzufügung eines Ad Hoc-Korrekturfaktors.

Für Abschätzungen in Leitungsnähe wird hier vorgeschlagen, die Näherung $nt \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ s/m}^3$ durch den sich mit der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) ergebenden vollständigen Maximalwert für nt zu ersetzen: in Leitungsferne konvergiert dieser gegen die genannte Näherung, in Leitungsnähe kann der Wert jedoch deutlich darüber liegen, wobei der genaue Wert in einer bestimmten Entfernung nun auch von der Leitungsspannung und von der Windgeschwindigkeit abhängt: je geringer die Windgeschwindigkeit, umso länger halten sich die Partikel in Leitungsnähe auf und umso mehr Ladungen können sie aufnehmen. Wie in diesem Report dargestellt (Abschnitt 3.2.4), ist diese Vorgehensweise eine Ad Hoc-Annahme, sie liefert aber, soweit dies anhand der vorliegenden Messdaten eingeschätzt werden kann, brauchbare Ergebnisse.

Neben der hier beschriebenen Methode existieren auch andere Herangehensweisen. Generell können komplette numerische Modellrechnungen durchgeführt werden, welche die Wechselwirkung zwischen elektrischem Feld, Ionenkonzentration, Windgeschwindigkeit und Partikelbeladung darstellen. Ein Beispiel dafür wurde im Abschnitt 3.3.3 diskutiert, es ergab eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Mess- und Modellwerten (wobei lediglich Partikel im Bereich von 12-40 nm messtechnisch erfasst wurden; im Modell wurde deshalb vereinfachend eine monodisperse Partikelverteilung mit Durchmesser von 30 nm angenommen). Teilweise wurden die Modellergebnisse zwar anhand der Messwerte justiert, dies ist aber nicht unbedingt erforderlich: im konkreten Fall diente zum Beispiel die gemessene Konzentration der Cluster-Ionen in unmittelbarer Leitungsnähe zur Justierung, alternativ hätten aber auch die sich aus der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) ergebenden Maximalwerte genutzt werden können; diese lagen nur geringfügig über den Messwerten. Die Modellergebnisse gelten aber immer nur für den konkreten Fall; aus den zitierten Publikationen ergaben sich keine Gleichungen, mittels welcher man die Ergebnisse auf andere Situationen extrapolieren könnte.

Ein weiterer Ansatz besteht darin, auch windabwärts von Hochspannungsleitungen anzunehmen, dass sich ein Ladungsgleichgewicht einstellt. Die Gleichgewichts-Ladungsverteilung hängt vom Verhältnis der Konzentrationen der Cluster-Ionen beider Polaritäten ab; eine maximale Beladung würde sich dann einstellen, wenn dieses Verhältnis ein Maximum erreicht. Ein Maximalverhältnis würde sich wiederum rechnerisch aus den maximal möglichen Konzentrationen für die dominierenden Cluster-Ionen und den typischen minimalen Konzentrationen der Gegen-Ionen ergeben. Für die dominierenden Ionen gehen die Maximalwerte aus der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) hervor, für die Gegen-Ionen existiert allerdings keine stringente Theorie. Tatsächlich ist in der Hintergrundluft stets eine von Null verschiedene Konzentration an Cluster-Ionen beider Polaritäten vorhanden, und auch windabwärts der Leitungen kommt es auf natürliche Weise wieder zur Neuentstehung von Ionen beider Polaritäten. Bei Wechselladungsleitungen oder bipolaren Gleichspannungsleitungen kommen Ionen hinzu, welche im anderen Halbzyklus oder am anderen Leiterseil emittiert wurden. Allerdings werden die entgegengesetzt polarisierten Ionen durch Wechselwirkungen mit dem Leiterseil oder den dominierenden Ionen teilweise neutralisiert, womit sich in der Praxis ein sehr hohes Verhältnis ergeben kann.

Hinzu kommt allerdings der Erd-Korona-Effekt: Die in der Leitungsumgebung generierten elektrischen Felder (sowohl die primären Felder der Leitungen selbst, als auch die sekundären Felder, welche durch die mit dem Wind bewegten Ladungen generiert werden) bewirken die Emission von Ionen der entgegengesetzten Polarität an stark konvexen Oberflächen wie zum Beispiel den Spitzen von Grashalmen. Die Stärke dieses Effekts sollte in direkter Relation zur Konzentration der dominierenden Ionen stehen, es ließe sich somit die Arbeitshypothese entwickeln, dass aufgrund des Erd-Korona-Effekts ein bestimmtes Verhältnis in den Ionenkonzentrationen beider Polaritäten nicht überschritten wird. SUDA & SUNAGA (1995) inkorporierten einen angenommenen Erd-Korona-Effekt in ihre Modellstudie, siehe Abschnitt 3.3.3, und erzielten unter der Annahme einer Erd-Korona-Ionenkonzentration von 1.000 cm^{-3} in der Tat eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den vom Modell erwarteten Konzentrationen geladener Partikel (hier nur im Bereich von 12-40 nm gemessen, im Modell wurden 30 nm angenommen). Allerdings erfolgte keine direkte Messung der Cluster-Ionen der entgegengesetzten Polarität, es kann somit nicht festgestellt werden, ob die angenommenen 1.000 cm^{-3} real waren oder ob in der Realität andere Vorgänge, zum Beispiel atmosphärische Durchmischung, dafür sorgten, dass die Partikel-Ladungskonzentration mit wachsender Entfernung von der Leitung sank. Deshalb kann hier nicht definitiv festgelegt werden, ob der Gleichgewichtsansatz ein gangbarer Weg zur Ermittlung maximal möglicher Partikelbeladungen darstellt.

Insgesamt kann festgestellt werden, dass weitere experimentelle Studien, aber auch Computermmodellstudien wünschenswert wären, um realistische und generische (auf möglichst verschiedene Bedingungen anwendbare und mit möglichst wenigen Parametern auskommende) Abschätzungsgleichungen für Durchschnitts- und Maximalwerte für die Partikelbeladung windabwärts von Hochspannungsleitungen zu gewinnen. Von der experimentellen Seite ist hierfür generell ein zweidimensionales Messverfahren erforderlich, da eine Verteilung der Partikelzahlen als Funktion der Partikelgröße und Partikelladung benötigt wird. Im Abschnitt 3.3.6 wurde eine solche Messung vorgestellt, es erfolgte zunächst eine Selektion der Partikel nach der elektrischen Mobilität, anschließend eine Selektion nach der Größe, bevor die Partikel den Zähler erreichen. Entsprechend sind hier zwei Geräte für die Selektion erforderlich, und das Verfahren arbeitet zwangsläufig mit einer sehr niedrigen Zeitauflösung von einer Stunde oder mehr, da ein Scan über alle als sinnvoll erachteten Variationen von Mobilität und Größe entsprechend lange dauert.

Eine interessante Alternative stellt allerdings eventuell die im Abschnitt 3.3.6 vorgestellte Methode von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) dar. Bei dieser Methode werden zwar auch zwei Geräte benötigt, es genügt aber die Sortierung nach der elektrischen Mobilität (diese erfolgt parallel in beiden Geräten, in einem davon erfolgt zuvor eine Aufprägung einer bekannten Ladungsverteilung auf die Partikel). Damit ist die Zeitauflösung hier genauso hoch wie bei Standard-Messungen der Partikel-Größenverteilung; etwa 10 Minuten genügen üblicherweise für einen kompletten Scan über alle möglichen Mobilitätsintervalle. Die Arbeitshypothese der Methode von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) besteht darin, dass sich die Verteilung der Partikelladungen für jeden Partikeldurchmesser als Gleichgewichts-Ladungsverteilung beschreiben lässt, wobei das Asymmetrie-Verhältnis χ , welches die Verteilung bestimmt, für alle Partikelgrößen identisch ist (die Messmethode bestimmt diesen Parameter, und parallel dazu die Partikel-Größenverteilung). Windabwärts von Hochspannungsleitung herrscht zwar eigentlich kein Ladungsgleichgewicht, die Analyse in 3.2.5 ergab jedoch, dass die Ladungsverteilung wahrscheinlich trotzdem nicht dramatisch von einer solchen Verteilung abweicht, d.h. die Arbeitshypothese der Methode ist möglicherweise auch hier anwendbar und die schnelle Methode liefert in guter Näherung einer realistische Ladungsverteilung in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser.

3.4.2 Weiterer Forschungsbedarf

Zur Analyse der Ladungsverteilung windabwärts von Hochspannungsleitungen, aber auch in anderen (im Kapitel 4 näher betrachteten) Situationen, und nicht zuletzt zur Abschätzung möglicher gesundheitlicher Wirkung etwa aufgrund der Deposition geladener Partikel in Lunge und Atemtrakt, sind zweidimensionale Häufigkeitsverteilungen notwendig: die Häufigkeit als Funktion des Partikeldurchmessers und der Ladungszahl. Derartige Messdaten liegen jedoch vor allem für Partikel mit Durchmesser größer als 40 nm kaum vor (für kleinere Partikel kann in gute Näherung angenommen werden, dass mehrfach beladene

Partikel praktisch nicht existieren, insofern kann hier auf bestehende Messungen der Größenverteilung Großer Ionen zurückgegriffen werden). Aus Sicht der Untersuchung der Exposition wären zudem auch Langzeit-Studien von Interesse, aus welchen die Mittel- und Extremwerte der Partikel-Ladungskonzentration an einem festen Ort hervorgehen (praktisch alle bisherigen Studien waren Momentaufnahmen, d.h. Messungen unter Bedingungen, bei welchen eher hohe Partikel-Ladungskonzentrationen erwartet wurden. Wie im Kapitel 5 ausführlich diskutiert werden wird, ergaben allerdings selbst diese Extremmessungen nach gegenwärtiger Einschätzung keine Partikel-Ladungsverteilungen, welche als potentiell gesundheitsgefährdend eingestuft werden müssten).

Auf theoretischer Ebene wäre ein einfaches Verfahren zur Abschätzung extremer Ladungs-Verteilungen, welche im Umfeld von Hochspannungsleitungen auftreten könnten, wünschenswert - analog zur Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a), welche maximal erreichbare Werte für die Cluster-Ionen-Konzentrationen liefert. Im Fall von geladenen Partikeln ist die Thematik allerdings komplexer: Die maximal auftretenden Ladungszahlen (abhängig vom Partikeldurchmesser) hängen von der Balance zwischen der Geschwindigkeit von Ladungsaufnahme und Wiederabbau ab, und letzterer Prozess ist schwierig generell quantifizierbar. In diesem Kapitel wurden mehrere theoretische Ansätze vorgestellt, um extreme Partikelbelastungen abzuschätzen, welche zumindest in Zeitmittel praktisch nicht überschritten werden. Diese Ansätze bedürfen jedoch der Validierung.

Damit besteht ein Bedarf an sogenannten Tandem-Messungen im Umfeld von Hochspannungsleitungen, zum einen zur generellen Messwert-Bereitstellung, zum anderen auch zur Validierung theoretischer Ansätze zur Abschätzung extremer Partikel-Ladungsverteilungen. Bei Tandem-Messungen handelt es sich um Messungen der Ladungsverteilung in Abhängigkeit von zwei Parametern (primär von elektrischer Mobilität und Partikeldurchmesser, daraus lässt sich mit Gleichung (1.3-1) eine zweidimensionale Häufigkeitsverteilung als Funktion von Durchmesser und Ladungszahl gewinnen) und somit unter Nutzung von zwei im „Tandem“ operierenden Instrumenten. Bei der klassischen Methode werden die geladenen Partikel mittels eines Differentielle Mobilitäts-Analysatoren (*differential mobility analyzer*, DMA) zunächst nach ihrer Mobilität vorsortiert. Es entsteht ein Ensemble aus Partikeln, deren Mobilität innerhalb eines engen Intervalls liegt. Dieses Ensemble kann nun in einem weiteren Instrument nach der Größe sortiert werden. Zur Sortierung nach der Größe kann ebenfalls ein DMA zum Einsatz kommen, nun allerdings mit vorgeschalteter Neutralisierung (siehe Abschnitt 1.3.2), aber auch andere Methoden sind möglich, zum Beispiel ein Lasersystem (HSLAS) wie in der Studie von BAILEY et al. (2012), siehe Abschnitt 3.3.6.

Problematisch bei Tandem-Messungen ist die sehr niedrige Zeitauflösung: selbst bei normalen Messungen der Partikelgrößenverteilung (unabhängig vom Ladungszustand der Partikel) wird üblicherweise mit Zeiten von mindestens 10 Minuten gearbeitet, um den Komplettbereich vom kleinsten bis zum größten erfassten Partikel abzuscanen. Hier muss nun aber ein derartiger Scan für jeden einzelnen erfassten Mobilitätsintervall wiederholt werden. Zudem haben die nach einer solchen Doppelsortierung erhaltenen Partikel-Ensemble nur noch eine sehr niedrige Konzentration, was die Mindest-Messzeit abermals erhöht. Die notwendige Zeit für einen Komplettscan über alle Mobilitäten kann somit durchaus im Bereich von einer Stunde oder mehr liegen, derartige Messverfahren sind somit nur an Messorten sinnvoll, an welchen mit eher gleichmäßigen Konzentrationen geladener Partikel zu rechnen ist.

Eine mögliche Alternative ist die im Abschnitt 3.3.4 vorgeschlagene schnelle Messmethode von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008), hier besteht weiterer Forschungsbedarf vor allem in Form der Validierungen durch komplette Tandem-Messungen (es kann auch umgekehrt vorgegangen werden: aus den Daten einer derartigen Tandem-Messung kann abgeschätzt werden, ob auch die schnelle Methode hinreichend genaue Werte liefern würde) sowie der generellen Demonstration der Praxistauglichkeit (nicht nur in der Umgebung von Hochspannungsleitungen, sondern auch für Messungen geladener Partikel in anderen Umgebungen). Die Arbeitshypothese der Methode besteht darin, dass sich die Partikel im Ladungsgleichgewicht befinden oder dass sich zumindest die Ladungsverteilung in guter Näherung als Gleichgewichtsverteilung (welche durch das Asymmetrie-Verhältnis χ bestimmt wird) beschreiben lässt; Analysen in diesem Report deuten an, dass diese Bedingung auch windabwärts von Hochspannungsleitungen noch näherungsweise erfüllt sein könnte.

4 Ionen und geladene Partikel aus verschiedenen Quellen

4.1 Einführung

Erhöhte Konzentrationen von Ionen und geladenen Partikel treten nicht nur im Umfeld von Hochspannungsleitungen auf. Dieser Abschnitt adressiert die Frage, in welchen anderen Situationen diese Konzentrationen Werte erreichen können, welche mit den entsprechenden Werten nahe von Hochspannungsleitungen vergleichbar sind oder diese sogar übertreffen. Sowohl natürliche als auch anthropogene Ionenquellen werden betrachtet.

Der Abschnitt ist wie folgt aufgebaut: Zunächst erfolgt ein Überblick über das Spektrum von Ionen und geladenen Partikeln. Die übliche Dreiteilung in Kleine oder Cluster-Ionen, Intermediäre Ionen und Große Ionen wird erläutert, und es wird kurz dargelegt, welche Hypothesen hinsichtlich einer gesundheitlichen Wirkung bestehen und welcher Teil des Spektrums somit von besonderem Interesse ist. Es wird kurz dargelegt, wie sich die Situation im Umfeld von Hochspannungsleitungen verhält, welche Messwerte und theoretischen Erwartungswerte hier vorliegen und mit gemessenen Werten anderswo verglichen werden können. Anschließend erfolgt zunächst eine Betrachtung typischer Konzentrationen von Ionen in der Umgebungsluft abseits spezieller Ionenquellen (getrennt nach ländlicher und urbaner Luft sowie der Luft in Innenräumen). Danach werden ausgewählte spezielle Situationen betrachtet, in welchen überproportional hohe Konzentrationen von Ionen und geladenen Partikeln auftreten. Hier bestehen vor allem zwei Bereiche, aus welchen umfassende Studien vorliegen: Verkehrsemissionen und Wasserfälle. Auch andere Bereiche, aus welchen allerdings teilweise weniger Daten vorliegen, werden kurz betrachtet. Schließlich erfolgt eine zusammenfassende Einschätzung.

4.2 Atmosphärische Ionen

4.2.1 Überblick

Wie bereits im Abschnitt 1.3.1 kurz erläutert, ist in der Atmosphärenphysik die Unterscheidung zwischen drei Ionenarten üblich. Diese Klassifizierung soll hier anhand der vielzitierten Studie von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) erläutert werden. Die Studie beruht auf einer 14-monatigen Messreihe, durchgeführt am Observatorium in Tahkuse, Estland; dieses befindet sich in einem entlegenen Wald- und Feldgebiet. Die gemessenen mittleren Ionenspektren sind in Abbildung 4.2-1 dargestellt. Die Autoren führten mit den gemessenen Daten Korrelationsanalysen durch und entwickelten auf dieser Grundlage die folgende Klassifikation:

- Kleine oder Cluster-Ionen: Ionenmobilitäten größer als $0,5 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, dies entspricht Partikel-Durchmessern kleiner als etwa 1,6 nm:
 - Kleine Cluster-Ionen (*small cluster ions*): $1,3\text{-}3,2 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, etwa 0,36-0,85 nm.
 - Große Cluster-Ionen (*big cluster ions*): $0,5\text{-}1,3 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, etwa 0,85-1,6 nm.
- Intermediäre Ionen (*intermediate ions*): $0,034\text{-}0,5 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, etwa 1,6-7,4 nm.
- Große Ionen: Mobilität $< 0,034 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, d.h. $> 7,4 \text{ nm}$:
 - Leichte Große Ionen (*light large ions*): $0,0042\text{-}0,034 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, etwa 7,4-22 nm.
 - Schwere Große Ionen (*heavy large ions*): $0,00041\text{-}0,0042 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, etwa 22-79 nm.

Die Klassifizierung beruht dabei primär auf der elektrischen Mobilität, im Fall von Ionen auch als Ionenmobilität bezeichnet, siehe Abschnitt 1.3.2. Die elektrische Mobilität (Einheit $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) ist der Proportionalitätsfaktor zwischen der Stärke eines elektrischen Felds und der Geschwindigkeit, mit welcher sich ein elektrisch geladenes Objekt in diesem Feld bewegt. Die Ionenmobilität sinkt generell mit wachsendem Ionendurchmesser und wächst mit der Ladung, siehe Gleichung (1.3-1). Darüber hinaus hängt der Zusammenhang zwischen Mobilität und Partikeldurchmesser noch von weiteren Faktoren ab, besonders Temperatur und Druck, welche aber nur in begrenztem Ausmaß variieren (d.h. hier können in erster Näherung auch Mittelwerte angenommen werden). Bis etwa 100 nm Durchmesser, und damit im gesamten von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) abgedeckten Bereich, liegen in der normalen

Hintergrundluft praktisch ausschließlich einfach geladene Ionen vor, d.h. hier kann von der Ionenmobilität direkt auf den Durchmesser der Ionen geschlossen werden (TAMMET 1995).

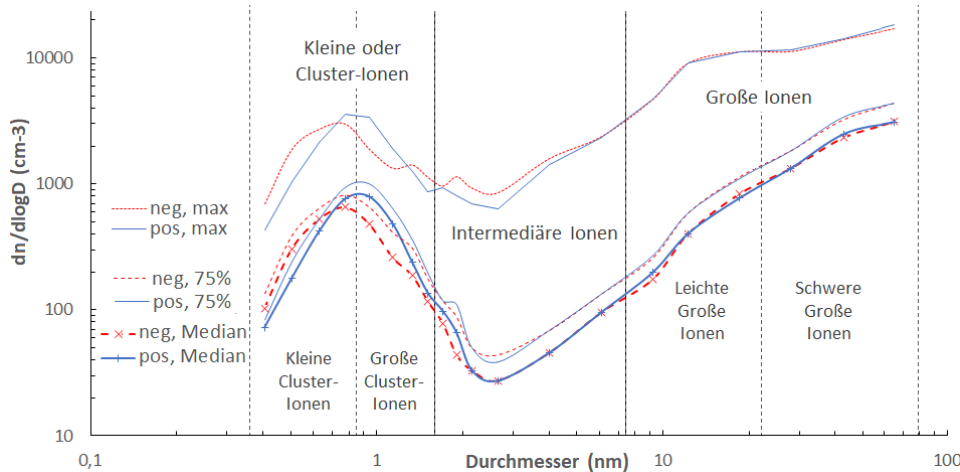


Abbildung 4.2-1: HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000): Ionen-Größenverteilung, gemessen während einer 14-monatigen Kampagne 1993-94 am Observatorium in Tahkuse, Estland.

Abbildung 4.2-1 zeigt die von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) gemessene Größenverteilung, getrennt für negative (rot) und positive (blau) Ionen (Anm.: Die Messung erfolgte sehr hochaufgelöst, der in Abbildung 4.2-1 gezeigte Verlauf der erhaltenen Größenverteilung wurde aus der Originalpublikation extrahiert). Dargestellt sind die Medianwerte, das obere Quartil (75%-Perzentile) und die Maxima. Ebenfalls dargestellt ist die oben erläuterte, von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) entwickelte Klassifikation der Ionen. Hier und in allen folgenden Darstellungen von Größenverteilungen wurde die Einheit $dn/d\log D$ verwendet: gemessen wurde die Konzentration aller Ionen in einem Durchmesser-Intervall $d_1:d_2$, dieser Wert wurde durch $\log D = \log(d_1) - \log(d_2)$ dividiert. Damit sind die Darstellung und Werte auf der Ordinatenachse unabhängig von der genauen Intervallbreite (vorausgesetzt, die Intervallbreite wurde hinreichend klein gewählt so dass es bei noch kleineren Intervallen nicht zu dramatischen Variationen käme).

Die in Abbildung 4.2-1 dargestellte Größenverteilung illustriert sehr gut die typische Struktur des Ionenspektrums:

- Ein ausgeprägtes Maximum im Bereich der Cluster-Ionen, dieses liegt für negative Cluster-Ionen bei kleineren Ionendurchmessern als für positive: negative Cluster-Ionen sind im Schnitt kleiner und somit mobiler.
- Ein ebenso ausgeprägtes Minimum im Bereich der Intermediären Ionen. Zwischen diesem Minimum und dem vorhergehenden Maximum im Bereich der Cluster-Ionen liegt in der Messung von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) fast ein Faktor 40.
- Zu den Großen Ionen hin ein stetiger und für beide Polaritäten symmetrischer Anstieg der Konzentrationen. Bei 79 nm lag die obere Begrenzung des Messbereichs des von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) eingesetzten Geräts.

Erläuterungen zur Struktur des Ionen-Spektrums sowie zu den zugrundeliegenden physikalischen Prozessen finden sich in den Abschnitten 4.2.2-4.2.4. sowie in der Zusammenfassung (Abschnitt 4.8.1).

Der weitere Verlauf oberhalb der Messbereichs-Obergrenze von 79 nm hängt von der Partikelkonzentration ab: Partikel existieren bis in den höheren Mikrometerbereich hinein, ein bestimmter Prozentsatz davon ist geladen (der genaue Prozentsatz steigt mit wachsendem Partikeldurchmesser, siehe die Theorie im Abschnitt 3.1). TAMMET et al. (2006) führten Messungen in einem Waldgebiet in Süd-Finnland durch. Auf der Grundlage ihrer Messungen schätzten sie, dass an diesem Standort nur 30% aller Ladungen von Cluster-Ionen getragen werden, die übrigen 70% somit von größeren Partikeln. Diese Schätzung bezieht sich auf die Situation direkt über dem Boden; in Höhe der Baumkronen, welche als Senke für Cluster-Ionen wirken, lag das Verhältnis demnach sogar bei 15:85. Dies ergab sich, obwohl sich der gewählte Standort durch eine

überdurchschnittlich hohe Cluster-Ionen-Konzentration und durch eine unterdurchschnittliche Partikelkonzentration auszeichnete (d.h. in stark partikelhaltiger Luft sollten sich die Verhältnisse weiter zugunsten der geladenen Partikel verschieben).

Wie ebenfalls in Abbildung 4.2-1 zu erkennen ist, unterscheiden sich oberes Quartil und Median in den Messungen von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) nur um etwa den Faktor 1,2-2,0 (Median und oberes Quartil sind die Konzentration, welche in 50% bzw. 75% aller Fälle unterschritten wurden). Die beobachteten Maxima liegen hingegen um den Faktor 4-35 über dem Median, wobei die höchsten Faktoren im Bereich der Intermediären Ionen erreicht wurden. D.h. in allen dargestellten Größenbereichen traten hin und wieder Spitzenwerte auf, welche die Durchschnittswerte vor allem im Bereich der Intermediären Ionen um durchaus eine Größenordnung oder mehr überstiegen.

Die Bandbreite der möglichen Konzentrationen soll hier am Beispiel der von VARTIAINEN et al. (2007) durchgeführten Messungen während einer zweiwöchigen Zugfahrt entlang der Transsib von Moskau nach Wladiwostok und zurück illustriert werden; die Messungen deckten Umgebungen von isolierten Wald- oder Steppengebieten bis hin zu Industriegebieten und Großstädten ab. Dabei ergaben sich die folgenden Minimal- und Maximalwerte (welche sich also teils um mehr als zwei Größenordnungen unterschieden):

- Cluster-Ionen (0,4-1,8 nm): $100\text{-}2.000\text{ cm}^{-3}$
- Intermediäre Ionen (1,8-7,5 nm): $2\text{-}500\text{ cm}^{-3}$
- Große Ionen (7,5-40 nm): $30\text{-}8.000\text{ cm}^{-3}$.

Dabei waren die Cluster-Ionen-Konzentrationen tendenziell in sauberer ländlicher Luft deutlich höher als in belasteter urbaner Luft, für die Großen Ionen gilt das Gegenteil. Dies entspricht auch generell den Befunden von Messstudien in ländlicher und urbaner Hintergrundluft, siehe die Abschnitte 4.3.1 und 4.3.2.

Die Begrenzungen der einzelnen Bereiche unterscheiden sich etwas von den von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) genutzten Begrenzungen, VARTIAINEN et al. (2007) nutzten insbesondere mit nur 40 nm eine deutlich niedrigere Obergrenze des Messbereichs. Dazu sollen einige generelle Erläuterungen folgen:

Die durch HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) gewählten unteren und oberen Begrenzungen der Intermediären Ionen bei 1,6 m bzw. 7,4 nm wurden durch viele Autoren übernommen, es finden sich jedoch auch abweichende Festlegungen. Dafür gibt es verschiedene Gründe. Die eingesetzten Messinstrumente unterscheiden sich teilweise hinsichtlich der genauen Intervallgrenzen. Die Grenzziehung erfolgte durch HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) auf Basis der Ionenmobilität; dies ist die primär gemessene physikalische Größe. Die genaue Umrechnung auf Durchmesser kann sich von Messung zu Messung unterscheiden (die Umrechnung erfolgt üblicherweise nach der Formel von TAMMET et al. (2006), in welche u.a. Temperatur und Druck eingehen. Zudem ist die direkte Umrechnung nur dann möglich, wenn das Auftreten mehrfach geladener Ionen ausgeschlossen werden bzw. eine begründete Annahme zu deren Beitrag getroffen werden kann). Bei nicht-sphärischen Partikeln bestehen mehrere Varianten der Definition des Durchmessers (VANA et al. 2006). Manche Autoren definieren die genaue Grenze zwischen Kleinen und Intermediären Ionen anhand des markantes Minimums in der Größenverteilung; ein Beispiel sind die in den Abschnitten 4.4.2 und 4.5.2 vorgestellten Studien von TIITTA et al. (2007) oder LAAKSO et al. (2007), bei ersterer ergab sich dieses Minimum bei 1,8 nm (siehe Abbildung 4.4-1), bei letzterer schon bei 1,5 nm (siehe Abbildung 4.5-1). Wenn Partikelwachstum eine Rolle spielt, und damit auch bei Langzeitmessungen, ist dieses Minimum weniger markant und verschiebt sich zudem in den Bereich der Intermediären Ionen, wie bei der in Abbildung 4.2-1 dargestellten Langzeit-Größenverteilung zu sehen. FEWS et al. (2005) schlugen auf der Basis eigener Ionenspektren-Messungen einen Bereich von $0,8\text{-}2,0\text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, d.h. etwa 1,4-0,45 nm, für Cluster-Ionen vor, im Vergleich zur Festlegung durch HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) also ein engerer Bereich.

Die Grenze zwischen Intermediären und Großen Ionen ist physikalisch weniger deutlich definiert (außer im Zusammenhang mit dem sogenannten balloelektrischen Effekt, welcher beim Zerplatzen von Wassertropfen auftritt, siehe Abschnitt 4.5); während HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) einen Durchmesser von 7,4 nm, nutzten, bevorzugten z.B. LAAKSO et al. (2007) oder HIRSIKKO et al. (2007b) aus praktischen Gründen einen Wert von 10 nm.

4.2.2 Kleine oder Cluster-Ionen

Neue Ionen werden in der Atmosphäre ständig erzeugt; in Abwesenheit anthropogener Quellen geschieht diese Ionisierung durch Kosmische Strahlung und, über Landmassen, durch radioaktiven Zerfall von Radon und seinen Folgeprodukten sowie durch terrestrische Gammastrahlung (HIRSIKKO et al. 2011). Primär entstehen dabei positive molekulare Ionen (N_2^+ , O_2^+) und freie Elektronen, welche sich jedoch praktisch unmittelbar mit neutralen Molekülen zu negativ geladenen Molekülen (z.B. O_2^-) verbinden. An die geladenen Moleküle lagern sich sehr schnell Wassermoleküle (und im geringeren Maße auch andere Moleküle) an; es entstehen sogenannte Cluster-Ionen (*cluster ions*, WRIGHT et al. 2014a). Andere in der Literatur übliche Bezeichnungen sind kleine Ionen (*small ions*) oder Luft-Ionen (*air ions*). Im Umfeld von Hochspannungsleitungen bilden freigesetzte Elektronen (bei negativen Koronas) oder Sauerstoff- und Stickstoffmoleküle, denen ein Elektron entzogen wurde (bei positiven Koronas) die Keimzelle für die Bildung von Cluster-Ionen (FEWS et al. 1999b).

Wie in Abbildung 4.2-1 dargestellt, ist der Bereich der Cluster-Ionen, zwischen etwa 0,3 und 1,6 nm, im Regelfall eher deutlich abgegrenzt; an beiden Rändern fallen die Konzentrationen deutlich ab (höher aufgelöste Ionenspektren-Messungen erlauben, innerhalb dieses Bereichs nochmals mehrere distinkte Peaks aufzulösen, welche vermutlich mit der genauen elementaren Zusammensetzung der jeweiligen Ionen in Zusammenhang stehen (WRIGHT et al. 2014a). Die Untergrenze ergibt sich physikalisch durch das sehr schnelle Cluster-Wachstum, Ionen kleiner als 0,3 nm existieren deshalb praktisch nicht. Bei Erreichen einer Ionenmobilität von etwa $0,5 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (dies entspricht einem Durchmesser von etwa 1,6 nm) ist ein weiteres Wachstum der Cluster unter normalen Umständen thermodynamisch behindert (HÖRRAK, SALM & TAMMET 2000). Deshalb fallen bei etwa dieser Größe die Ionenkonzentrationen in der Regel drastisch ab; es ergibt sich ein ausgeprägtes Minimum. Dieses liegt häufig direkt an der Grenze zwischen Cluster- und Intermediären Ionen und markiert somit diese Grenze (siehe als Beispiel Abbildung 4.4-1 im Abschnitt 4.4.2). In Verbindung mit Partikelbildungsereignissen (siehe Abschnitt 4.2.3) verschwimmt die Grenze zwischen Cluster- und Intermediären Ionen jedoch; in der Langzeit-Messung von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) ist dieses Minimum deshalb zu höheren Ionendurchmessern im Bereich der Intermediären Ionen verschoben.

HIRSIKKO et al. (2007a) untersuchten in einer 6 Jahre dauernden Mess-Serie in einem Waldgebiet in Süd-Finnland die Beziehung zwischen der Entstehung von Cluster-Ionen und den Hauptquellen Radon (^{222}Rn), Kosmischer Strahlung und Gammastrahlung. Zur Abschätzung des relativen Beitrags dieser Ionenquellen nutzten die Autoren die Tatsache aus, dass die Quellenstärken im Jahres- und Tagesverlauf sowie in Abhängigkeit von der Windrichtung unterschiedlich variieren (TAMMET et al. 2006):

- die Radonkonzentration wird stark von der Herkunft der Luftmassen (kontinental oder marin) sowie von der atmosphärischen Durchmischung beeinflusst; besonders bei Inversionswetterlagen (also typischerweise morgens) kommt es zur Akkumulation in Bodennähe.
- Terrestrische Gammastrahlung wird durch Bodenfeuchte oder eine Schneedecke abgeschirmt.
- Kosmische Strahlung variiert im Tages- oder Jahresverlauf praktisch nicht.

HIRSIKKO et al. (2007a) schätzten, dass am untersuchten Standort in jeder Sekunde zwischen 4 und 18 Ionenpaare pro cm^3 Luft neu entstehen, wobei Radon zwischen 0 und 43% beiträgt. Die externe Strahlung (die Summe aus Kosmischer und Gammastrahlung) ist somit stets die dominierende Quelle, auch zu Zeiten hoher Radon-Konzentrationen.

Der Produktion von Cluster-Ionen steht ein Abbau dieser Ionen an verschiedenen Senken gegenüber (s.u.), die Hauptrolle spielt dabei in der Regel die Anlagerung der Cluster-Ionen an Partikel. Damit bildet sich ein Gleichgewicht aus. Die Konzentrationen der Cluster-Ionen liegen typischerweise zwischen 200 und 2.500 cm^{-3} für jede Polarität, wobei Konzentrationen bis zu 5.000 cm^{-3} kurzzeitig in sehr sauberer Luft beobachtet wurden (HIRSIKKO et al. 2011). Sehr niedrige Konzentration von Cluster-Ionen, bis hin zum Absinken unter die Nachweisgrenze, wurden hingegen in extrem Partikel-lastiger Luft beobachtet, etwa während eines Großfeuerwerks (JAYARATNE, LING, MORAWSKA 2015a).

Im Regelfall, d.h. wenn das Partikelwachstum vernachlässigt werden und somit sowohl positiven und negativen Cluster-Ionen jeweils eine feste mittlere Größe zugeschrieben werden kann, lässt sich für Cluster-Ionen die folgende Gleichgewichts-Gleichung formulieren (TAMMET et al. 2006):

$$J - \alpha n_+ n_- - s_{\pm} n_{\pm} = 0 \quad (4.2-1)$$

Hierbei sind J die Ionisationsrate (es entstehen Paare aus positiven und negativen Ionen), α der Rekombinationskoeffizient (welcher den Abbau von Cluster-Ionen durch gegenseitige Rekombination beschreibt), n_+ und n_- die Konzentration der positiven und negativen Cluster-Ionen, und s_+ und s_- die Stärken der Senken für die Cluster-Ionen der jeweiligen Polarität. Im Gleichgewicht sind alle genannten Größen in Raum und Zeit konstant. Negative Cluster-Ionen sind im Mittel kleiner und damit mobiler als positive Cluster-Ionen, und tendieren damit leichter zur Anlagerung an Partikel und andere Senken. D.h. s_- sollte größer sein als s_+ , und n_+ entsprechend größer als n_- : es sollten mehr positive als negative Cluster-Ionen auftreten. Der experimentelle Teil der Studie von TAMMET et al. (2006) fand in einem Waldgebiet in Süd-Finnland statt. Hier wurde dies tatsächlich beobachtet. TAMMET et al. (2006) ermittelten an diesem Standort eine mittlere Lebensdauer von etwa 110 s für negative und 130 s für positive Cluster-Ionen, und schätzten, dass an diesem Standort etwa 70% aller Cluster-Ionen durch Anlagerung an Partikel verlorengehen (trotz einer eher niedrigen Partikelkonzentration von im Mittel etwa 4.000 cm^{-3} im Durchmesserbereich 3-1.000 nm an diesem Standort). 20% werden durch Anlagerung an die Vegetation (Nadelbäume) abgebaut, die übrigen 10% durch Rekombination.

Ein Überwiegen positiver Cluster-Ionen würde man theoretisch auch aufgrund des sogenannten terrestrischen Elektroden-Effekts erwarten: die Erdoberfläche ist negativ und die Ionosphäre positiv geladen, so dass sich ein natürliches elektrisches Feld ausbildet (der sogenannte Potentielle Gradient). Dieses Feld zieht positive Ionen verstärkt in Richtung Erdoberfläche. Dieser Effekt ist jedoch für die Ionenbilanz nahe der Erdoberfläche praktisch vernachlässigbar, da durch andere Effekte überlagert (TAMMET et al. 2006).

Aber auch Überschüsse negativer Cluster-Ionen werden häufig beobachtet; dies gilt sowohl für ländliche als auch urbane Umgebungsluft, siehe Abschnitte 4.3.1 und 4.3.2. Überschüsse negativer Cluster-Ionen treten dann auf, wenn das Partikelwachstum (welches in Gleichung (4.2-1) nicht berücksichtigt wurde) eine Rolle spielt: positive Cluster-Ionen sind im Mittel größer als negative und können somit leichter zu Intermediären Ionen anwachsen, während negative Ionen länger im Bereich der Cluster-Ionen verbleiben. Zum Beispiel beobachteten DOS SANTOS et al. (2015) während ihrer einjährigen Messkampagne in Paris, dass im Jahresmittel negative Cluster-Ionen, gleichzeitig aber positive Intermediäre und Große Ionen dominierten. Speziell an Tagen mit Partikelbildungsereignissen verringerte sich die Konzentration positiver Cluster-Ionen deutlich.

4.2.3 Intermediäre Ionen

Intermediäre Ionen (*intermediate ions*) umfassen Ionen im Bereich von etwa 1,6-7,4 nm (Grenzen laut HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000), abweichende Festlegungen möglich). Intermediäre und Große Ionen werden oft unter dem Sammelbegriff Aerosol-Ionen zusammengefasst oder einfach als geladene Partikel bezeichnet. Intermediäre Ionen spielen zahlenmäßig in der Regel nur eine geringe Rolle, wobei die in verschiedenen Studien ermittelten Konzentrationen durchaus um mehr als eine Größenordnung variieren können: die Werte sind standortabhängig, zudem variiert der Mittelungszeitraum zwischen den Studien; in manchen Studien nur Tage oder Wochen, in anderen Monate oder sogar Jahre. Siehe z. Bsp. Abbildung 3.3-7 im Abschnitt 3.3.5 oder Abbildung 4.8-1 im Abschnitt 4.8.1. Intermediäre Ionen sind vor allem deshalb von Interesse, weil das kurzzeitige Auftreten stark erhöhter Konzentrationen dieser Ionen einen Indikator für Partikelbildungs-Ereignisse (*new-particle formation events*) darstellen kann (HIRSIKKO et al. 2005; LEINO et al. 2016). Die teilweise massiven erwähnten Konzentrationsunterschiede zwischen verschiedenen Langzeit-Studien hängen somit auch davon ab, in welchem Umfang derartige temporäre Ereignisse zu den Langzeit-Mittelwerten beitrugen.

Während derartiger Ereignisse nehmen Partikel verhältnismäßig schnell an Volumen zu. Dies betrifft sowohl geladene als auch ungeladene Partikel, bei geladenen Partikeln lässt sich dies jedoch messtechnisch einfach nachweisen, da die Größe direkt die einfach messbare Ionenmobilität beeinflusst. HIRSIKKO et al. (2005) ermittelten aus den Daten einer einjährige Messkampagne an einer Station in einem Waldgebiet in Süd-Finnland die folgenden Wachstumsraten: < 2 nm/h im Bereich 1.3–3 nm, 2–4 nm/h im Bereich 3–7 nm und 4–5 nm/h im Bereich 7–20 nm. Letzterer Bereich wird im Allgemeinen bereits zu den Großen Ionen gezählt, und die Wachstumsrate ist hier höher als im Bereich Intermediärer Ionen. Da im Bereich von 1,3–7 nm aber sonst sehr wenig Partikel vorhanden sind, führen Partikelbildungs-Ereignisse trotzdem vor allem hier zu ggf. drastischen Konzentrationserhöhungen. LEINO et al. (2016) beobachteten am selben Ort Konzentrationserhöhungen um bis zu drei Größenordnungen bei einigen Durchmessern, und um immer noch bis zum Faktor 5 über den Komplettbereich der Intermediären Ionen. Die Intermediären Ionen wachsen schnell weiter zu Großen Ionen an, so dass diese Konzentrationsspitzen zeitlich auf in der Regel einige Stunden begrenzt sind (HIRSIKKO et al. 2005; LEINO et al. 2016).

Aus der Beobachtung, dass eine plötzliche Konzentrationserhöhung Intermediärer Ionen einen Indikator für Partikelbildungsereignisse darstellt, ergab sich die Frage, ob bzw. in welchem Umfang der Ladungszustand der Partikel auch ursächlich für die Partikelbildung verantwortlich sein könnte. In der Troposphäre oberhalb von 8 km Höhe sowie in der unteren Stratosphäre trägt Ionen-induzierte Nukleation signifikant zur Partikelbildung bei (HIRSIKKO et al., 2011). Nahe der Erdoberfläche ist dies nach gegenwärtigem Kenntnisstand hingegen kaum der Fall: VANA et al. (2006) fanden, dass bei Partikeln oberhalb von 5 nm der Ionisierungsgrad praktisch nicht von der im Gleichgewicht erwarteten Ionisierung abweicht, d.h. Ionen wachsen etwa genauso schnell an wie neutrale Partikel derselben Größe. Nur im Bereich darunter traten negative Ionen hin und wieder deutlich häufiger auf als im Gleichgewicht erwartet, d.h. hier wirkten negative Ionen offenbar bevorzugt als Nukleationskeime. Aber auch hier wurde dieser Effekt nur bei eher schwachen Partikelbildungsereignissen beobachtet, d.h. eine Ionen-induzierte Nukleation scheint zwar zu existieren, wird aber durch andere Nukleations-Mechanismen überlagert, und spielt deshalb vor allem bei starken Partikelbildungsereignissen nur eine untergeordnete Rolle. Laut einem Review von HIRSIKKO et al. (2011) wird der Anteil der Ionen-induzierten Nukleation von 2-nm-Partikeln auf etwa 5–10% geschätzt; dies liegt nicht drastisch über dem erwarteten Gleichgewichts-Anteil geladener Partikel an allen Partikeln dieser Größe, welche bei etwa 3% laut Gleichung (3.1–6). Auch die Radon-Studie von HIRSIKKO et al. (2007a) konnte keine Belege für eine signifikante Ionen-induzierte Nukleation finden: es besteht kein deutlicher Zusammenhang zwischen der Radon-Konzentration und der Häufigkeit oder Intensität von Partikelbildungsereignissen (zu Zeiten einer erhöhten Radon-Konzentration werden aber sehr wohl, wie erwartet, erhöhte Cluster-Ionen-Konzentrationen beobachtet. D.h. es treten zwar mehr Ionen auf, aber sie wachsen kaum zu größeren Partikeln an).

Damit erscheint auch eine erhöhte Partikelbildung als Folge von Korona-Entladungen an Hochspannungsleitungen eher unwahrscheinlich. Und in der Tat fanden einschlägige Studien keine systematischen Unterschiede in den Partikelkonzentrationen windauf- und windabwärts derartiger Leitungen (J-FATOKUN et al. 2008; FATOKUN et al. 2010).

Unabhängig von Partikelbildungs-Ereignissen treten Intermediäre Ionen fernab anthropogener Quellen auch bei Regen oder Schneefall (TAMMET, HÖRRAK & KULMALA 2009) oder, wie im Abschnitt 4.5 beschrieben, nahe von Wasserfällen gehäuft auf. Auch Verkehrsemissionen können unter Umständen für erhöhte Konzentrationen in diesem Bereich sorgen (siehe Abbildung 3.3–7 im Abschnitt 3.3.5).

Im Umfeld von Hochspannungsleitungen hingegen spielen Intermediäre Ionen praktisch keine Rolle. WRIGHT et al. (2014b) maßen Ionengrößenverteilungen im Bereich 0,38–7 nm in verschiedenen Abständen sowohl windauf- als auch windabwärts von Wechsellspannungsleitungen zwischen 132 und 400 kV. Aber selbst bei den Leitungen mit der höchsten Nennspannung konnte im Bereich der Intermediären Ionen kein signifikanter Unterschied in den Werten windauf- und windabwärts beobachtet werden, einen rapiden Anstieg der Zählraten gab es erst unterhalb von 1,5 nm, also im Bereich der Cluster-Ionen. Auch die im Abschnitt 3.3.5 (siehe Abbildung 3.3–7) vorgestellte Messung von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b)

fand praktisch keinen signifikanten Unterschied in den Konzentrationen Intermediärer Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen und an entfernter liegenden Orten.

Physikalisch erklärt sich die normalerweise niedrige Konzentration Intermediärer Ionen daraus, dass diese einerseits zu groß sind, um direkt aus geladenen Molekülen zu entstehen; aus thermodynamischen Gründen können Molekülcluster nur auf bis etwa 1,6 nm Durchmesser anwachsen (HÖRRAK, SALM & TAMMET 2000). Andererseits sind Partikel kleiner als 7,4 nm aber zu klein, um mit hoher Wahrscheinlichkeit Ladungen durch Anlagerung von Cluster-Ionen aufzunehmen und auf diese Weise zu Intermediären Ionen zu werden; die Wahrscheinlichkeit der Ladungsaufnahme steigt mit wachsendem Durchmesser (zur Theorie siehe Abschnitt 3.1). Und auch das Anwachsen von Cluster-Ionen zu Intermediären Ionen während sogenannter Partikelbildungsereignisse findet im Umfeld von Hochspannungsleitungen nicht häufiger statt als anderswo, da die Ladung praktisch keine ursächliche Rolle bei der Auslösung derartiger Ereignisse spielt.

4.2.4 Große Ionen

Für Große Ionen (*large ions*) schlugen HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) 7,4 nm als Untergrenze vor, andere Autoren nutzten abweichende Grenzwerte. Hinsichtlich der Obergrenze von Großen Ionen gibt es keine klare Festlegung: HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) legten die Obergrenze für Schwere Große Ionen (siehe Abschnitt 4.2.1) bei 79 nm fest und führten keine spezielle Bezeichnung für noch größere Ionen ein. Bei 79 nm lag hier jedoch einfach die obere Grenze des Messbereichs; es findet kein signifikanter Wechsel der Häufigkeit statt, wie etwa an der Grenze zwischen Cluster- und Intermediären sowie (hier allerdings weniger deutlich) Intermediären und Großen Ionen. Generell besteht damit auch keine Abgrenzung zwischen geladenen Partikeln und Großen Ionen; der Begriff Große Ionen wird überwiegend dann verwendet, wenn sich die Messungen auf kleinere geladene Partikel beschränken und somit angenommen werden kann, dass mehrfach geladene Partikel nicht auftreten. Bei einfach geladenen Partikeln kann aus der elektrischen Mobilität direkt auf den Partikeldurchmesser geschlossen werden (siehe Abschnitt 1.3.2). Damit können hier technisch einfache Messverfahren zum Einsatz kommen, bei welchen die Partikel nach ihrer elektrischen Mobilität sortiert (entweder summarisch über einen größeren Bereich, oder aufgelöst in kleine Mobilitätsintervalle, um eine Mobilitätsverteilung zu gewinnen) und anschließend detektiert werden. Üblicherweise beschränken sich derartige Messungen, und damit der Begriff der Großen Ionen, auf geladene Partikel mit Durchmesser kleiner als 40 nm. Auch die Untergrenze kann variieren, summarische Messwerte für Große Ionen aus verschiedenen Studien sind deshalb teilweise schwierig vergleichbar.

Im Umfeld von Hochspannungsleitungen sind derartige Messungen Großer Ionen weniger üblich (Ausnahmen bilden die Messungen von SUDA & SUNAGA (1990b), siehe Abschnitt 3.3.2, und die Messung der Größenverteilung durch JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011), siehe Abschnitt 3.3.5). Hier sind stattdessen (ebenfalls technisch einfache durchführbare) summarische Messungen der Nettokonzentration von Partikel-Ladungsdichten üblich. Dabei liegt die Obergrenze typischerweise im Mikrometerbereich (und die Untergrenze im einstelligen Nanometerbereich, siehe zum Beispiel Abschnitt 3.3.5), bzw. es besteht im einfachsten Fall keine formale Unter- und Obergrenze (bei sogenannten Raumladungsmessungen, siehe Abschnitt 3.3.1). Windabwärts von Hochspannungsleitungen herrschen überwiegend stark einseitig polarisierte Ionenumgebungen, damit unterscheiden sich Brutto- und Netto-Ladungskonzentrationen kaum noch, im Verkehrsbereich hingegen wären derartige Methoden nicht einsetzbar, da hier beide Ladungen praktisch paritätisch auftreten und die Nettoladung somit nahe Null liegt.

Sowohl Intermediäre als auch Große Ionen (welche oft unter dem Begriff Aerosol-Ionen zusammengefasst, oder einfach als geladene Partikel bezeichnet werden) entstehen in der freien Atmosphäre zum Teil durch das Anwachsen kleinerer Ionen oder durch den balloelektrischen Effekt beim Zerplatzen von Wassertropfen (siehe Abschnitt 4.5.2), in erster Linie jedoch dadurch, dass sich Cluster-Ionen ihrerseits an Partikel in diesem Größenbereich anlagern. Zudem ist auch bei emittierten Partikeln ein gewisser Prozentsatz geladen, etwa in Fahrzeugabgasen (siehe Abschnitt 4.4). Die Konzentration Großer Ionen hängt damit in der Regel direkt mit der Konzentration von Partikeln im Allgemeinen (geladene und neutrale) im selben Größenbereich zusammen.

4.3 Messungen abseits spezieller Ionenquellen

4.3.1 Messungen in ländlicher Luft

Bei Messungen der Konzentration von Ionen oder geladenen Partikeln nahe von Hochspannungsleitungen oder anderen Ionenquellen stellt sich die Frage, wie weit die entsprechenden Werte (oder auch die theoretisch erwarteten Werte) über typischen Hintergrundwerten liegen. Im Fall von Cluster-Ionen ist dieser Vergleich eher einfach: es liegen zahlreiche Studien zu typischen Hintergrundwerten vor. Dieser Abschnitt konzentriert sich deshalb auf Cluster-Ionen. Studien zu geladenen Partikeln in der Hintergrundluft existieren durchaus auch, in der Regel wurden die Messungen aber nur in einem stark eingeschränkten Durchmesserbereich durchgeführt (in der Regel nur bis etwa 40 nm). Dies können kaum sinnvoll mit Messungen im Umfeld von Hochspannungsleitungen verglichen werden, welche üblicherweise Partikel bis in den Mikrometerbereich mit einbeziehen, und auch mit Blick auf mögliche gesundheitliche Wirkungen konzentriert sich das Interesse eher auf größere Partikel. Eine tabellarische Übersicht der Messwerte der hier dargestellten Studien findet sich in Tabelle 9.3-1 im Abschnitt 9.3.1.

HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) maßen die Ionengrößenverteilung in einem abgelegenen Wald- und Feldgebiet in Estland. Die Messung wurde bereits im Abschnitt 4.2.1 diskutiert (siehe auch Abbildung 4.2-1). Im Bereich der Cluster-Ionen (0,4-1,6 nm) ergaben sich über den kompletten 14-monatigen Messzeitraum Mittelwerte von etwa 245 (negativ) und 274 cm^{-3} (positiv), das Verhältnis positiv zu negativ betrug damit im Mittel 1,1. Maximal wurden je Polarität etwa 1200 cm^{-3} erreicht. Für Intermediäre und Großen Ionen lagen positive und negative Ionen zu praktisch gleichen Teilen vor.

HIRSIKKO et al. (2005) führten einjährige Messkampagne an einer entlegenen Station in einem Kiefernwald in Süd-Finnland durch. Die während der 6-minütigen Messzyklen gemessene Konzentration der Cluster-Ionen (<1,6 nm) variierte typischerweise zwischen 200 und 1500 cm^{-3} je Polarität, die Monatsmittel lagen zwischen 600 und 900 cm^{-3} je Polarität. Im Herbst und frühen Winter wurden höhere Werte gemessen als im Frühling und Sommer. Das Verhältnis der mittleren monatlichen positiven und negativen Konzentrationen lag zwischen 0,95 und 1,10, wobei in fast allen Monaten positive Ionen überwogen. Bei Intermediären Ionen (1,6-6,3 nm) maßen HIRSIKKO et al. (2005) im Allgemeinen unter 100 cm^{-3} je Polarität, negative Ionen überwogen. Während Partikelbildungs-Ereignissen traten vor allem bei negativen Intermediären Ionen kurzzeitige Spitzen von bis zu 2.500 cm^{-3} auf.

TAMMET et al. (2006) führten am selben Standort im August 2005 Messungen über 16,5 Stunden durch, bei welchen sich eine Messstation 2 Meter über dem Boden befand, eine zweite 50 Meter entfernt davon in 14 Meter Höhe, und damit auf derselben Höhe wie die Baumkronen der Kiefern. In Bodennähe ergaben sich im Mittel Cluster-Ionen-Konzentrationen von 1.500 cm^{-3} , in den Baumkronen von nur 1.000 cm^{-3} , die Verhältnisse positiver zu negativer Ionen lagen in beiden Fällen bei etwa 1,2. Die niedrigere Konzentration in den Baumkronen führten TAMMET et al. (2006) auf die Senkenwirkung der Kiefernadeln zurück (siehe Abschnitt 4.2.2), denn die Quellenstärken, d.h. Radonkonzentration und externe Strahlung, variieren kaum auf den untersten hundert Metern über dem Boden. Auf Basis dieser Messungen, der Messung weiterer Größen zur Ermittlung der Quellenstärke sowie theoretischer Überlegungen schätzten TAMMET et al. (2006), dass in Bodennähe etwa 30% und in den Baumkronen etwa 15% der Raumladung (Ladungen pro Luftvolumen) von Cluster-Ionen getragen wird, der Rest von Partikeln (siehe Abschnitt 4.2.1). Damit würden sich im konkreten Fall totale Ladungskonzentrationen von etwa 5.000 cm^{-3} in Bodennähe und 7.000 cm^{-3} in Höhe der Baumkronen ergeben. Nach Abzug der gemessenen Cluster-Ionen-Konzentrationen verbleiben also 3.500 bzw. 6.000 Ladungen pro cm^3 , welche von Partikeln getragen werden. Die Partikelkonzentration (im Bereich 3-1.000 nm, nur in Bodennähe gemessen, der Unterschied zum Durchschnitt in 14 m Höhe dürfte jedoch vernachlässigbar sein) lag derweil bei etwa 4.000 cm^{-3} , es ergaben sich rechnerisch also 0,9-1,4 Ladungen pro Partikel. Nach der Theorie für ein Ladungsgleichgewicht (Abschnitt 3.1) wäre dies mit durchschnittlichen Partikelgrößen von etwa 100-400 nm vereinbar. Dies ist durchaus ein plausibles Ergebnis. Die Studie von TAMMET et al. (2006) bildet damit generell eine interessante Referenz zur Abschätzung der totalen Partikel-Ladungskonzentrationen unabhängig vom Partikel-Durchmesserbereich.

LIHAVAINEN et al. (2007) führten Messungen in Nord-Finnland an einer Station in 565 m Höhe durch, diese lag an 10% aller Tage in den Wolken. An klaren Tagen (Station nicht in den Wolken) wurden für Cluster-Ionen (< 1.6 nm) im Mittel Konzentrationen von 973 (positiv) und 1182 cm^{-3} (negativ) gemessen (Verhältnis 0,82, negative Cluster-Ionen dominieren). Diese hohen Werte finden ihre Erklärung in den an diesem Standort gemessenen Partikel-Konzentrationen; diese waren so niedrig, dass laut Schätzung der Autoren an diesem Standort die Rekombination positiver und negativer Ionen eine größere Bedeutung als Senke für Cluster-Ionen hatte als die Anlagerung an Partikel. An Wolkentagen fielen die Konzentrationen auf 135 (positiv) und 175 cm^{-3} (negativ), Verhältnis 0,77; offenbar verkürzten die Wassertropfen in der Luft die Lebenszeit der Cluster-Ionen erheblich. Auch die Konzentration der Intermediären Ionen (1,6-7,4 nm) fiel an Wolkentagen ab (von etwa 30 auf 7 cm^{-3} , Summe über beide Polaritäten), während die der Großen Ionen (Trockendurchmesser 7,4-40 nm) von etwa 50 auf 70 cm^{-3} zunahm (ebenfalls Summe über beide Polaritäten, hier ergaben sich also sehr niedrige Werte). Laut der Autoren lag dies daran, dass Partikel dieser Trocken-Größe unter Wolkenbedingungen auf die 2- bis 5-fache Größe anwachsen und damit leichter Ladungen aufnehmen. Bei Intermediären Ionen dominierte genau wie bei Cluster-Ionen die negative Polarität, bei Großen Ionen die positive (jeweils sowohl an klaren und an Wolkentagen).

VIRKKULA et al. (2007) führten Messungen im Sommer in der Antarktis durch (Dezember und Januar: Für Cluster-Ionen ergaben sich Mittelwerte von 557 (positiv) und 587 cm^{-3} (negativ) und Medianwerte von 385 (positiv) und 524 cm^{-3} (negativ). Das Verhältnis betrug damit 0,95 für die Mittel- und 0,73 für die Medianwerte, die momentanen Verhältnisse fluktuierten jedoch stark. In der Regel dominierten die negativen Ionen, es traten immer wieder Peaks mit überwiegend positiver Polarität auf, weshalb das Verhältnis der Mittelwerte stärker bei 1 liegt.

Zusammenfassend lässt sich aus den hier vorgestellten Beispielen feststellen, dass bei Messungen in Waldgebieten (in welchen neben Partikeln natürlichen Ursprungs auch die Bäume eine wichtige Ionensenke darstellen) tendenziell eher ein Überschuss an positiven Cluster-Ionen auftrat (siehe aber die australische Studie von LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010), vorgestellt im Abschnitt 4.3.3, für ein Gegenbeispiel), in anderen Umgebungen überwiegen die negativen Cluster-Ionen. Im Extremfall ergaben sich bei den oben aufgeführten Messungen Cluster-Ionen-Konzentrationen (positive und negative Polarität addiert) von etwa 2.000 cm^{-3} als Mittel über einen längeren Zeitraum, wobei derartig hohe Cluster-Ionen-Konzentrationen nur in Partikel-armen Umgebungen auftreten.

Nimmt man diese 2.000 cm^{-3} als Maßstab und vergleicht sie mit typischen Werten windabwärts von Hochspannungsleitungen, kann festgestellt werden:

- Windabwärts von Hochspannungsleitungen sind unter extremen Umständen um mehrere Größenordnungen höhere Werte möglich. CARTER & JOHNSON (1988), siehe Abschnitt 2.3.6, maßen in 0-20 Meter Entfernung windabwärts einer monopolen -500-kV-HGÜ-Testleitung (welche überdies zur Erzeugung maximaler Korona-Aktivität speziell präpariert wurde), Cluster-Ionen-Konzentrationen von bis zu 160.000 cm^{-3} , also um einen Faktor 80 über 2.000 cm^{-3} . Auch in 300 m Entfernung wurden Cluster-Ionen-Konzentrationen von 2.000 cm^{-3} noch überschritten, solange bei Windgeschwindigkeit nicht zu hoch lag (v , die Komponente der Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur Leitung, musste unter 4 m/s liegen); bei $v=1,5$ m/s wurden bis zu 6.000 cm^{-3} erreicht. Bei noch niedrigeren Geschwindigkeiten konnten die an der Leitung erzeugten Cluster-Ionen kaum in größere Entfernungen vordringen und gingen deshalb gegen Null, bei $v>4$ m/s hingegen sorgte hingegen offenbar turbulenter Luftaustausch für eine Verringerung der Ionenkonzentration.
- Aber auch bei typischen Wechselspannungsleitungen können Cluster-Ionen-Konzentrationen von 2.000 cm^{-3} unter Umständen deutlich überschritten werden. JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011), siehe Abschnitt 3.3.5, führten Messungen windabwärts einer Wechselspannungstrasse durch (mehrere parallel verlaufende Leitungen, die Hauptleitung trug eine Spannung zwischen 220 und 330 kV). Die Messung erfolgte an einer Stelle, an welcher eine besonders hohe Korona-Aktivität auftrat, wobei positive Ionen dominierten. Sie erhielten Konzentrationen von bis zu 4.400 cm^{-3} nur für positive Cluster-Ionen und 4.600 cm^{-3} für beide Polaritäten zusammen, also mehr als das Doppelte der zum Vergleich angenommenen Hintergrund-Konzentrationen von 2.000 cm^{-3} . Diese Maximalwerte ergaben sich in

20 Metern Entfernung, aber auch in 80 Metern Entfernung lagen die positiven Cluster-Ionen allein noch bei etwa 2.800 cm^{-3} und beide Polaritäten zusammen bei 3.200 cm^{-3} .

- Die sich aus der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a), siehe Abschnitt 2.1.2, ergebende Gleichung (2.1-2) würde erlauben, dass bei Annahme einer rein unipolaren Ionenwolke und einer Windgeschwindigkeit von 1 m/s eine Konzentration von 2.000 cm^{-3} noch in 180 m Entfernung windabwärts der Leitung überschritten werden kann, bei 2 m/s auch noch in 370 m , bei 4 m/s in 740 m Entfernung usw. (Anm.: Nach dieser Theorie steigt die Reichweite mit der Windgeschwindigkeit. Die Theorie vernachlässigt jedoch turbulenten Luftaustausch. Dieser führt in der Realität dazu, dass ab einer bestimmten Windgeschwindigkeit die erreichbare Entfernung mit wachsender Windgeschwindigkeit wieder sinkt).

Diese Vergleiche zu den Cluster-Ionen betreffen die Brutto-Konzentration. Nach dem Stand der Wissenschaft ist aber praktisch ausgeschlossen, dass die Absolutwerte der Konzentration von Cluster-Ionen eine gesundheitliche Wirkung haben könnten (siehe Abschnitt 5.2.1). Die mögliche Bedeutung von Cluster-Ionen für die Gesundheit ist, wenn überhaupt, eine indirekte: Cluster-Ionen können sich an Partikel anlagern. Hierfür ist allerdings nicht die Bruttokonzentration, sondern das Verhältnis der Cluster-Ionen-Konzentrationen beider Polaritäten zueinander entscheidend (siehe Abschnitt 3.1). In den oben angeführten Beispielen aus ländlicher Umgebungsluft lag die Konzentration der Cluster-Ionen der einen Polarität im Mittel maximal ein Viertel über oder unter der Konzentration der anderen Polarität. Im Fall von Hochspannungsleitungen hingegen findet sich eine stark einseitige Polarisierung der Ionenwolken: selbst im Fall der Messungen von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) windabwärts einer Standard-Wechselspannungsleitung lag das Verhältnis positiver zu negativer Cluster Ionen in über 80 Metern Entfernung noch bei etwa 7 , in 20 Metern Entfernung bei fast 20 . CARTER & JOHNSON (1988) maßen das Verhältnis nicht, es dürfte hier angesichts der in diesem speziellen Umfeld vorgefundenen extremen Konzentrationen negativer Cluster-Ionen aber sehr hoch gewesen sein.

Für die gesundheitliche Wirkung von Partikeln ist hingegen nach den meisten gängigen Hypothesen die Bruttoladung ausschlaggebend: geladene Partikel beider Polaritäten werden mit einer höheren Wahrscheinlichkeit in Lunge und Atemtrakt deponiert als ungeladene (wobei die genaue Erhöhung von der genauen Größe und Ladungszahl der jeweiligen Partikel abhängig ist, damit spielt neben der Bruttoladung auch die genaue Verteilung der Ladungen über das Partikelspektrum eine Rolle). Beispielhaft seien hier die Extrem-Messungen von CARTER & JOHNSON (1988) windabwärts einer monopolen HGÜ-Testleitung mit den sich aus der Studie von TAMMET et al. (2006) ergebenden Werten verglichen: Beide Studien ermittelten Partikel-Ladungskonzentrationen ohne obere Begrenzung des Durchmesserbereichs, und auch die Partikelkonzentrationen während der jeweiligen Messungen waren grob vergleichbar (CARTER & JOHNSON (1988) $5.000\text{-}6.000 \text{ cm}^{-3}$, TAMMET et al. (2006) 4.000 cm^{-3}). Aus der Studie von TAMMET et al. (2006) ergaben sich totale Ladungskonzentrationen (Summe aus positiven und negativen Ladungen) von etwa $5.000\text{-}7.000 \text{ cm}^{-3}$, wovon $3.500\text{-}6.000 \text{ cm}^{-3}$ von Partikeln und der Rest von Cluster-Ionen getragen werden (siehe oben). Zum Vergleich: In unmittelbarer Leitungsnähe (Abstand etwa $0\text{-}20 \text{ Meter}$) maßen CARTER & JOHNSON (1988) nur die Cluster-Ionen-Konzentration (nur negative Ionen), diese lag mit bis zu 160.000 cm^{-3} bereits allein um einen Faktor größer als 20 über der totalen Ladungskonzentration laut TAMMET et al. (2006). Ab 70 Meter Entfernung maßen CARTER & JOHNSON (1988) auch die Partikel-Ladungskonzentration (Nettowerte, welche hier allerdings von der negativen Polarität dominiert wurden), diese betrug hier etwa 10.000 cm^{-3} (grob das Doppelte im Vergleich zu den von TAMMET et al. (2006) ermittelten Brutto-Partikelladungskonzentrationen), dazu kamen Cluster-Ionen-Konzentrationen (ebenfalls netto) von etwa $30.000\text{-}40.000 \text{ cm}^{-3}$, in der Summe ergeben sich totale Ladungskonzentration von etwa $40.000\text{-}50.000 \text{ cm}^{-3}$, also grob das Zehnfache im Vergleich zu den totalen Ladungskonzentrationen laut TAMMET et al. (2006). Im Abstand 150 Meter betrug die Partikel-Ladungskonzentration nur noch 3.500 cm^{-3} , dies wäre am unteren Ende der Bandbreite der Partikel-Ladungen laut TAMMET et al. (2006), CARTER & JOHNSON (1988) maßen aber auch hier nur die Netto-Ladung, welche in dieser großen Entfernung ggf. nicht mehr als praktisch identisch zur Bruttoladung angenommen werden kann. Die totale Netto-Ladungskonzentration (Clustre-Ionen und Partikel) betrug $9.000\text{-}12.000 \text{ cm}^{-3}$, noch grob um einen Faktor 2 über den Werten von TAMMET et al. (2006). Dies illustriert, dass im Umfeld vor allem von HGÜ-

Leitungen in Extremfällen wesentlich höhere Ladungskonzentrationen als in der Hintergrundluft auftreten können, der genaue Faktor hängt jedoch von einigen Parametern ab. Hierzu zählt der Zustand des Leiterseils; im Fall der Messungen von CARTER & JOHNSON (1988) wurde dieses gezielt durch scharfe Kanten manipuliert. Hinzu kommen u.a. die genaue Leitungsspannung, Entfernung und Windgeschwindigkeit, und bei bipolaren HGÜ-Leitungen und Wechselspannungsleitungen auch Wechselwirkungen zwischen Ionen und Feldern entgegengesetzter Polarität.

Messungen nahe von typischen kommerziellen Wechselspannungsleitungen ergaben nur moderate Erhöhungen der Ladungskonzentrationen: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011), siehe Abschnitt 3.3.5, schätzten auf der Grundlage einer Messung windabwärts einer Wechselspannungsleitung mit starkem Korona-Effekt, dass jedes in der Luft vorhandene Partikel im Durchschnitt gerade 0,07 Ladungen aufnahm. Zum Vergleich: In der Waldluft-Studie von TAMMET et al. (2006) ergaben sich hingegen rechnerisch 0,9-1,4 Brutto-Ladungen pro Partikel, d.h. der von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) ermittelte Zuwachs an Ladungen pro Partikel nach Passage der Wechselspannungsleitung betrug weniger als ein Zehntel der in natürlicher Waldluft ohnehin vorhandenen Ladungen pro Partikel.

4.3.2 Messungen in urbaner Luft

Zur urbanen Umgebungsluft gelten dieselben Eingangsbemerkungen wie zur ländlichen Umgebungsluft (Abschnitt 4.3.1), deshalb erfolgt auch hier im Wesentlichen eine Konzentration auf Cluster-Ionen. Eine tabellarische Übersicht der Messwerte der hier dargestellten Studien findet sich in Tabelle 9.3-2 im Abschnitt 9.3.1.

Der Review von HIRSIKKO et al. (2011) listet Messungen der Konzentration von Cluster-Ionen an verschiedenen größeren und kleineren Städten durch verschiedene Autoren. Die Ionen-Konzentrationen lagen dabei zwischen 150 und 1.800 cm^{-3} je Polarität. Ein Beispiel für eher hohe Werte in einer Großstadt bildet eine im Sommer (30. Juli-7. September 2004) durchgeführte Messserie auf dem Campus der Universität Helsinki, Finnland (HIRSIKKO et al. 2007b), etwa 100 m von einer Hauptstraße entfernt. Hier wurden in der Woche als Medianwerte 590 positive und 630 negative Cluster-Ionen pro cm^3 (Verhältnis 0,94) gemessen, am Wochenende lagen die Werte mit 632 (positiv) und 696 (negativ) pro cm^3 noch höher (Verhältnis 0,94). An manchen Tagen wurden bis zu 1.500 positive und 2.000 negative Ionen pro cm^3 erreicht (Verhältnis 0,75). Sehr niedrige Werte resultierten dagegen aus einer Langzeitmessung 1968-1984 (d.h. 16 Jahre) in Athen, Griechenland (RETALIS, NASTOS & RETALIS 2009). Bereits im Startjahr 1968 lagen die Werte im Jahresmittel nur bei etwa 210 (positiv) und 155 (negativ) cm^{-3} , danach nahmen die Werte in erster Nähe linear ab und erreichten 1984 nur noch etwa 150 (positiv) und 130 (negativ) cm^{-3} . Im Unterschied zu Helsinki überwog hier zudem die positive Polarität (Verhältnis 1.4-1.2). Es ist zu vermuten, dass die Unterschiede zwischen Helsinki und Athen in erster Linie im Zusammenhang mit der jeweiligen Luftqualität vor Ort stehen (auch die zeitliche Abnahme der Konzentrationen in Athen, welche mit einer Zunahme des Straßenverkehrs einher ging, deutet darauf hin), allerdings werden die Ionenkonzentration auch durch weitere, auch natürliche, Faktoren (etwa die Radon-Konzentration) bestimmt, und eine Generalisierung ist schwierig, wie an den folgenden Beispielen gezeigt.

Rezentere Beispiele für Messungen in Millionenmetropolen sind jeweils einjährige Mess-Serien in Paris und Xi'an (2009-10) sowie Shanghai (2014-15). In Paris (DOS SANTOS et al. 2015) wurden im Mittel 330 positive und 390 negative Ionen pro cm^3 gemessen (Verhältnis 0,85), in Shanghai (WANG et al. 2018) nur 126 positive und 130 negative Ionen pro cm^3 (Verhältnis 0,97). Die Werte in Paris und Shanghai zeigen völlig konträre Tagesgänge. In Paris steigt die Konzentration der Cluster-Ionen von 19 Uhr bis 3 Uhr an. Wochentags fallen die Cluster-Ionen-Konzentrationen direkt wieder ab, während sie am Wochenende noch bis etwa gegen 8 Uhr auf dem Maximalwert bleiben und erst danach absinken. In beiden Fällen fallen sie anschließend stetig ab bis zum 19-Uhr-Minimum. In Paris ist die Wirkung von anthropogenen Partikeln als Ionensenke offenbar mitverantwortlich für den Verlauf, wie vor allem aus dem Vergleich des Verlaufs in den Vormittagsstunden von Werktagen und Wochenenden deutlich wird. Aber auch ein natürlicher Mechanismus spielt eine Rolle: nachts verringert sich die atmosphärische Durchmischung, damit reichern sich Radon-Zerfallsprodukte in der bodennahen Luft an (DOS SANTOS et al. 2015). In Shanghai hingegen treten die Maximalwerte für Cluster-Ionen, und auch von Intermediären und Großen Ionen sowie von

Partikeln, zur Mittagszeit auf, die Minimalwerte nachts. Hier spielen laut der Autoren meteorologische Parameter eine Rolle, etwa ob der Wind eher aus Richtung Land oder Richtung See weht (WANG et al. 2018). In Shanghai dominierten um die Mittagszeit, und damit zum Zeitpunkt der maximalen Partikelkonzentration, positive Ionen teilweise deutlich. Dies gilt sowohl für Cluster- als auch für Intermediäre und Große Ionen. Im Jahresmittel erscheint das Ionenverhältnis in Shanghai allerdings fast ausgeglichen, negative Cluster-Ionen überwogen geringfügig (WANG et al. 2018).

In Xi'an (LI et al. 2015) wurde die Cluster-Ionen-Konzentration am Glockenturm im Zentrum und an der 1. bis 3. Ringstraße gemessen (in allen vier Himmelsrichtungen vom Zentrum, Werte wurden gemittelt), hinzu kamen zwei Außenstandorte: der Park eines Palasts und ein Universitäts-Campus. Beim Glockenturm ergaben sich im Mittel 360 positive und 240 negative Ionen pro cm^3 (Verhältnis 1,5), zum Stadtrand hin nahmen die Konzentrationen beider Polaritäten praktisch stetig zu, auf dem Campus wurden 1750 positive und 1260 negative Ionen pro cm^3 erreicht (Verhältnis 1,4). An allen Standorten dominierte die positive Polarität (wie in Athen), im Stadtbereich stärker als an den Außenstandorten; nahe der 2. Ringstraße traten sogar mehr als doppelt so viele positive wie negative Cluster-Ionen auf. LI et al. (2015) erklären dies damit, dass negative Cluster-Ionen mobiler sind als positive und sich deshalb leichter an Partikel anlagern. Die Autoren betrachten überhaupt das Verhältnis der Cluster-Ionen-Konzentrationen zueinander als einen besseren Indikator für die Luftqualität als die absolute Konzentration der Cluster-Ionen: Die Absolutwerte der Ionenkonzentrationen hängen von der Stärke sowohl der Ionensenken als auch der Ionenquellen ab. Das Verhältnis der Polaritäten zueinander hingegen wird praktisch komplett durch die Ionensenken bestimmt (denn die Haupt-Ionenquellen erzeugen etwa gleich viel positive und negative Ionen), und die Senken wiederum stehen mit der Luftqualität in direktem Zusammenhang (die Quellen variieren hingegen vor allem aufgrund natürlicher Faktoren). Eine Dominanz positiver Cluster-Ionen ist aber nicht zwingend ein Indikator für schlechte Luftqualität, denn in Waldgebieten dominieren sie häufig ebenfalls (Abschnitt 4.3.1).

Insgesamt kann festgestellt werden, dass im urbanen Umfeld in der Regel niedrigere Cluster-Ionen-Konzentration als in ländlicher Luft erreicht werden, die Werte liegen damit entsprechend auch noch weiter unter den windabwärts von Hochspannungsleitungen erreichbaren Konzentrationen (siehe den Vergleich zu Cluster-Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen und in ländlicher Umgebungsluft am Ende von Abschnitt 4.3.1). Die Verhältnisse der Konzentrationen positiver und negativer Cluster-Ionen liegen in der Regel dichter bei 1 als in ländlicher Umgebungsluft.

Die Partikel-Ladungskonzentration in einem bestimmten Größenbereich ist das Produkt aus der Partikelkonzentration und der mittleren Ladung pro Partikel im selben Größenbereich. Ersterer Wert ist in urbaner Luft in der Regel deutlich höher als in ländlicher Luft. Letzterer Wert kann zwar in urbaner Luft etwas niedriger sein als in ländlicher Luft: das Verhältnis zwischen positiven und negativen Cluster-Ionen ist in urbaner Umgebung typischerweise dichter am Wert 1 als in ländlicher Umgebung, damit ist aber auch das Ladungsgleichgewicht symmetrischer, und in einem perfekt symmetrischen Ladungsgleichgewicht tritt bei jedem Partikeldurchmesser jeweils die niedrigste mittlere Ladung pro Partikel auf (siehe Abschnitt 3.1). Bei leichter Asymmetrie sind die mittleren Ladungen pro Partikel allerdings kaum höher als bei perfekter Symmetrie. D.h. insgesamt sind in urbaner Luft höhere Partikelladungskonzentrationen zu erwarten als in ländlicher Luft. Die meisten einschlägigen Messstudien beschränken sich genau wie im ländlichen Raum auch hier auf Partikel mit bis zu etwa 40 nm Durchmesser. Hier bestätigen die Vergleiche die Erwartungen, siehe die Datentabellen im Abschnitt 9.3.1 (Tabelle 9.3-1 für ländliche, Tabelle 9.3-2 für urbane Luft). Für einen Direktvergleich bietet sich insbesondere die Studie von VARTIAINEN et al. (2007) an, hier erfolgten die Ionenmessungen während einer zweiwöchigen Zugfahrt entlang der Transsib von Moskau nach Wladiwostok und zurück. Die Medianwerte der Konzentrationen Großer Ionen (7,5-40 nm) lagen hier in sauberer ruraler Luft bei etwa 380 (positiv) und 330 (negativ) cm^{-3} , in städtischer Luft hingegen bei 1.130 (positiv) bzw. 900 (negativ) cm^{-3} (die Medianwerte der Cluster-Ionen-Konzentrationen lagen in sauberer Luft bei 470 (positiv) und 1.220 (negativ) cm^{-3} , in städtischer Luft bei 480 (positiv) und 840 (negativ) cm^{-3} , hier gilt gerade das Umgekehrte).

4.3.3 LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010; 2013): Verschiedene Großstadt-Standorte

Untersuchungen in verschiedenen Bereichen einer Großstadt wurden während einer zweijährigen Messkampagne von LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010) vorgenommen. Die Messungen an insgesamt 32 Standorten in und um eine australische Großstadt (die Autoren gaben den Namen der Stadt nicht an, sind aber in Brisbane beheimatet) wurden in 8 Kategorien subsummiert, siehe Abbildung 4.3-1 sowie Tabelle 4.3-1.

Tabelle 4.3-1 listet die folgenden Messwerte (Mittelwerte, in Klammern gefolgt von den Minima und Maxima): Negative (+) und positive (-) Cluster-Ionen und das Verhältnis der Konzentrationen beider Polaritäten, Netto-Partikelladung und Partikelkonzentration (für Partikel im Bereich 2 nm-5 µm). Es handelt sich jeweils um die Mittelung über die Messungen an 3-7 Standorten derselben Kategorie. Im Fall der Messungen in der Nähe von Hochspannungsleitungen (220-330 und 110-132 kV), Umspannwerken und Autobahnen ist der Abstand zwischen diesen Objekten und dem Aufstell-Ort der Messeinrichtung angegeben.

Tabelle 4.3-1: Messwerte von LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010) in einer Großstadt.

Gruppe	positive Cluster-Ionen (cm ⁻³) (+)	negative Cluster-Ionen (cm ⁻³) (-)	Ratio (+/-)	Netto- Partikelladung (2 nm-5 µm) (Ladungen/cm ³)	Partikel- Konzentration (2 nm-5 µm) (Partikel/cm ³)
220-330 kV (10-20 m)	3.430 (4.544, 2.267)	229 (452, 179)	14.98	1.275 (1570, 865)	15.400 (19.300, 12300)
Umspann- Werk (30 m)	82 (485, 67)	1.232 (2.407, 1.016)	0.07	-213 (-534, -206)	6.495 (8.000, 6-166)
Autobahn 2-5 m	481 (564, 413)	589 (676, 518)	0.82	-50 (-150, 44)	58.000 (70.363, 49.638)
Wohngegend	601 (656, 556)	361 (406, 304)	1.66	-391 (-395, -233)	17.800 (18.500, 17.100)
Waldgebiet	301 (336, 238)	424 (483, 337)	0.71	-69 (-102, -49)	11100 (11.500, 10.800)
110-132 kV (10-20 m)	59 (81, 41)	449 (511, 375)	0.13	-138 (-175, -100)	9.950 (10.856, 8.870)
Stadt- Zentrum	99 (128, 68)	251 (327, 158)	0.39	-13 (-50, 13)	39.100 (44.525, 35.100)
Park	50 (70, 36)	219 (407, 212)	0.23	-72 (-92, -55)	3.890 (6.080, 2.184)

Abbildung 4.3-1 stellt dieselben Daten graphisch dar: Negative (n_- , rot) und positive (n_+ , blau) Cluster-Ionen, Partikelkonzentration (schwarz, 2 nm-5 µm) und Netto-Partikelladung (grün. Pos. bzw. neg. steht für die Polarität: An den 220-330-kV-Leitungen ergaben sich positive, sonst negative Werte). Im Fall der positiven Cluster-Ionen nahe von 220-330-kV-Leitungen liegt der Messwert deutlich über der Obergrenze des Darstellungsbereichs, bei den negativen Cluster-Ionen nahe von Umspannwerken gilt dies für die Obergrenze des Fehlerbereichs; hier sind jeweils die Zahlenwerte angegeben.

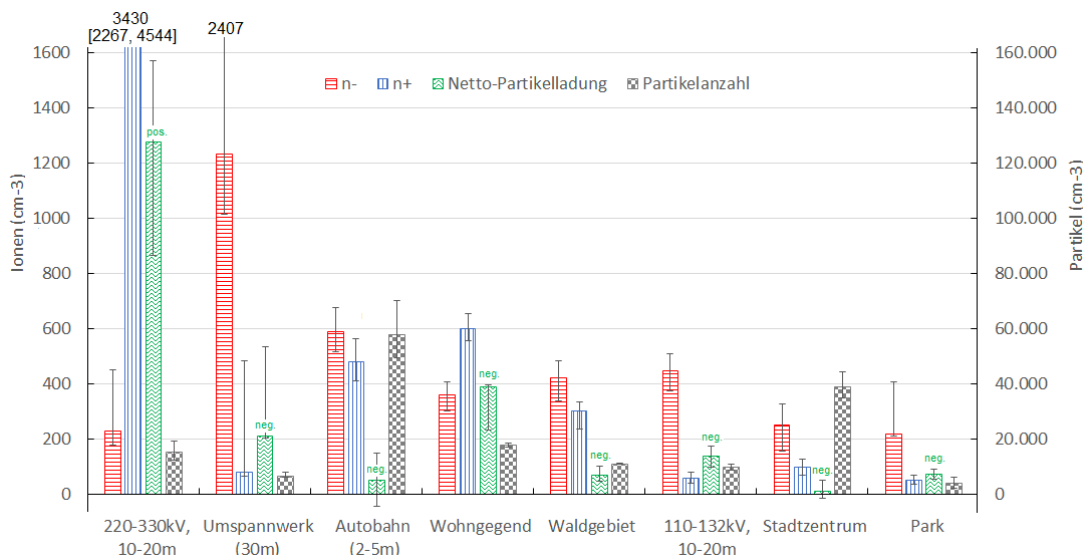


Abbildung 4.3-1: LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010): Cluster-Ionen und Partikel (2 nm-5 µm, totale Konzentration und Netto-Partikelladung) an verschiedenen Standorten in einer australischen Großstadt.

Die mit Abstand höchsten Konzentrationen an Cluster-Ionen wurden erwartungsgemäß in der Nähe elektrischer Einrichtungen gefunden, aber auch in Gebieten mit hohen Verkehrsemissionen (Autobahnen und Stadtzentrum) traten erhöhte Konzentrationen auf. Auf Verkehrs-Emissionen von Ionen und geladenen Partikeln wird im Abschnitt 4.4 eingegangen; ein Merkmal dieser Emissionen ist, dass sie hinsichtlich der Polarität fast ausgeglichen sind. Nahe Autobahnen und im Stadtzentrum ergaben sich entsprechend die niedrigsten Netto-Partikelladungen: es gab nur geringfügig mehr negative als positiv geladenen Partikel. Nahe den Autobahnen lag zudem auch das Verhältnis negativer zu positiver Cluster-Ionen dem Wert 1 am nächsten (im Stadtzentrum betrug es allerdings etwa 2,5).

Bemerkenswert ist der Gegensatz zwischen Waldgebieten einerseits und Parks andererseits. In Parks wurden die niedrigsten Konzentrationen sowohl von Cluster-Ionen als auch von Partikeln gefunden. Die Summe aus negativen und positiven Cluster-Ionen unterschritt hier sogar die im Abschnitt 4.3.2 erwähnten Durchschnittswerte der Langzeitmessung aus Athen (RETALIS, NASTOS & RETALIS 2009, dort wurde die niedrige Ionenkonzentration mit der Luftverschmutzung erklärt). Bemerkenswert ist überdies, dass in den Parks etwa 4,4-mal so viele negative wie positive Cluster-Ionen auftraten - nur nahe elektrischer Einrichtungen wurden noch größere Asymmetrien erreicht. In Waldgebieten hingegen traten deutlich höhere Konzentrationen an Cluster-Ionen auf, und das Verhältnis der positiven zur negativen Polarität betrug hier 0,7 - nur nahe von Autobahnen lag es noch näher bei 1. Die Unterschiede in den Cluster-Ionen-Konzentrationen zwischen Wäldern und Parks sind nicht mit der Wirkung der Partikel als Ionensenke erklärbar; die Partikelkonzentration war in den Wäldern ebenfalls deutlich höher als in den Parks. Die Folgestudie LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2013), welche in Messungen an einigen dieser urbanen Standorte über längere Zeit bestand, kam zu dem Schluss, dass an Standorten mit geringem Einfluss anthropogener Emissionen, also Parks und Wälder, keine klare Korrelation zwischen den Konzentrationen von Cluster-Ionen und Partikeln besteht, im Einflussbereich von Verkehrsemissionen hingegen sehr wohl.

Cluster-Ionen lagern sich an Partikel an und übertragen so ihre Ladung auf diese. Generell könnte man hier folgende Effekte erwarten:

- Überwiegt bei Cluster-Ionen eine der beiden Polaritäten deutlich (weil eine Ionenquelle bevorzugt Ionen dieser Polarität erzeugt), sollte diese dann auch verstärkt an Partikel übertragen werden. Cluster-Ionen und Partikel sollten somit dieselbe Netto-Polarität aufweisen.
- Lagen die Konzentrationen beider Polaritäten, sowohl für Cluster-Ionen als auch für geladene Partikel, am Anfang gleichauf, sollte sich eventuell ein gewisser Überschuss an positiven Cluster-Ionen einerseits und negativen Partikelladungen andererseits einstellen: Negative Cluster-Ionen sind mobiler als positive und lagern sich deshalb leichter an Partikel an (dies wurde als Grund für das Überwiegen

positiver Cluster-Ionen in Xi'an angenommen, aber auch in Wäldern wurde teilweise ein Überwiegen positiver Cluster-Ionen gefunden, siehe Abschnitte 4.3.1 und 4.3.2).

Fast alle von LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010) untersuchten Standorte entsprachen der ersten Erwartung: sowohl bei den Cluster-Ionen als auch den Partikeln überwogen jeweils die Ladungen derselben Polarität (fast überall negative; nur bei 220-330-kV-Höchstspannungsleitungen überwogen positive Cluster-Ionen und Partikelladungen. Der Befund von LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010) speziell für Wälder und Parks steht damit in auffallendem Gegensatz zu den in Abschnitt 4.3.1 vorgestellten Beispielen für Wälder, wo typischerweise positive Ionen dominierten). Wohngebiete hingegen entsprechen der zweiten Annahme: Einem Überschuss positiver Cluster-Ionen steht eine vergleichsweise hohe negative Netto-Partikelladung gegenüber.

Die Folgestudie LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2013), fand im Gegensatz zu LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010) ein Dominieren positiver Cluster-Ionen sowohl nahe von Verkehrswegen (nahe einer Autobahn: positiv 860 cm^{-3} , negativ 580 cm^{-3} , Verhältnis 1,5) als auch an einem entlegenen Standort (positiv 950 cm^{-3} , negativ 690 cm^{-3} , Verhältnis 1,4). Auch die in der Folgestudie ermittelten Absolutwerte lagen deutlich über denen von LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010). Dies illustriert die Schwierigkeit einer Generalisierung.

Wichtig an den Befunden von LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010) ist, dass Partikel-Nettoladungen deutlich verschieden von Null nur im Umfeld elektrischer Anlagen beobachtet wurden (bei Wohngebieten vermuteten die Autoren ebenfalls einen Beitrag elektrischer Anlagen zum spezifischen Befund). Dies ist mit Blick auf die mögliche erhöhte Deposition geladener Partikel in Lunge und Atemwegen relevant. Primär von Bedeutung ist hierfür die Summe aus positiv und negativ geladenen Partikeln (und zudem hängt die Depositionswahrscheinlichkeit auch noch von der genauen Partikelgröße und Partikel-Ladungszahl ab). Eine Partikel-Nettoladung nahe Null schließt eine hohe Bruttoladung nicht per se aus. Dort, wo die niedrigsten Partikel-Nettoladungen gemessen wurden (Autobahnen und Stadtzentrum) traten allerdings Cluster-Ionen beider Polaritäten in höherer Konzentration auf. Dies sollte das Entstehen einer hohen Bruttoladung effektiv verhindern: Vor allem mehrfach beladene Partikel würden anziehend auf hochmobile Cluster-Ionen der entgegengesetzten Polarität wirken und damit schnell neutralisiert werden. Dasselbe gilt auch für die spezielle Situation in Wohngebieten: hier würden mehrfach negativ geladene Partikel ebenfalls von den hier im Überschuss vorliegenden positiven Cluster-Ionen eher schnell neutralisiert werden. D.h. eine größere Zahl mehrfach beladener Partikel, welche mit Blick auf mögliche Gesundheitswirkungen entscheidend ist, sollte in der Tat nur im Umfeld elektrischer Anlagen auftreten: hier kann die Neutralisierung nicht im selben Umfang stattfinden, da Cluster-Ionen der entgegengesetzten Polarität nur in geringer Konzentration vorliegen. Insbesondere für Verkehrsemissionen kann hier jedoch kein abschließendes Urteil gefällt werden: Die Mehrzahl der Partikelladungen entstand bereits, bevor die Partikel den Auspuff verließen, d.h. während ihrer Entstehung könnten durchaus auch Bedingungen geherrscht haben, in welchen hohe Ladungszahlen für beide Polaritäten erzeugt wurden. Siehe dazu die Ausführungen in der Zusammenfassung, Abschnitt 4.8.1.

Die von LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010) gemessenen Cluster-Ionen-Konzentrationen und Partikel-Nettoladungen windabwärts der 220-330-kV-Wechselspannungsleitungen fallen etwas niedriger aus als die nahe ähnlicher Leitungen gemessenen Werte von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011), siehe Abschnitt 3.3.5. Dies lag jedoch auch daran, dass JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) gezielt einen Standort auswählten, an welchem besonders starke Korona-Aktivitäten herrschten.

4.3.4 Messungen in Innenräumen

Eine tabellarische Übersicht der Messwerte der hier dargestellten Studien findet sich in Tabelle 9.3-3 im Abschnitt 9.3.1. In Innenräumen werden oft höhere Konzentrationen an Cluster-Ionen erreicht als im Außenraum; die Ursache dafür ist in der Regel die Akkumulation von Radon (FEWS et al. 2005). Ein praktisches Beispiel ist die Studie von HIRSIKKO et al. (2007b), bei welcher mit dem selben Gerät Messungen der Ionenkonzentration sowohl in einem Laborraum der Universität Helsinki als auch außerhalb des Gebäudes vorgenommen wurden (die Innenmessungen fanden im Juli, die bereits im Abschnitt 4.3.2

zitierten Außenmessungen im August 2004 statt). Im Innern ergaben sich werktags Medianwerte von 966 positiven und 1.065 negative Cluster-Ionen ($< 1,8 \text{ nm}$) pro cm^3 (Verhältnis 0,90). Die Außenmessungen ergaben 590 positive und 630 negative Cluster-Ionen pro cm^3 (Verhältnis 0,94). Am Wochenende lagen die Werte im Innern mit 1.357 positiven und 1.376 negativen Cluster-Ionen pro cm^3 nochmals deutlich höher (Verhältnis 0,99). Auch die Außenmessungen ergaben am Wochenende höhere Werte (632 positive und 696 negative Cluster-Ionen pro cm^3 , Verhältnis 0,94), die Konzentrationen im Innenraum hingen aber in erster Linie mit der Ventilationsrate zusammen: wochentags wurde das Gebäude mechanisch belüftet, am Wochenende nicht. Und auch in der Woche stieg die Konzentration der Cluster-Ionen an, sobald die Ventilation abgeschaltet wurde. Die Konzentrationen Intermediärer (3-10 nm) und Großer Ionen (10-40 nm) wurden ebenfalls gemessen, hier wurden aber im Innern niedrigere Werte erreicht als außen. HIRSIKKO et al. (2007b) schlussfolgerten, dass Cluster-Ionen offenbar im Innenraum entstehen. Aus dem Boden austretendes Radon sollte hier zwar vernachlässigbar gewesen sein (der Raum befand sich im 4. Stock), aber auch das Baumaterial bildet eine Radonquelle; nach den Schätzungen der Autoren könnten die Beiträge der Radonemissionen der Wände zur Ionenbildung etwa doppelt so hoch gewesen sein wie die Beiträge von Boden-Radon zur Ionenbildung bei einer Messkampagne derselben Autoren im finnischen Wald (HIRSIKKO et al. 2007a, siehe auch Abschnitt 4.2.2).

Hohen Konzentrationen von Cluster-Ionen wird verschiedentlich eine gesundheitsförderliche Wirkung zugeschrieben (siehe z. B. Abschnitt 4.5.1 zum Thema Wasserfälle. Eine plausible wissenschaftliche Erklärung für eine direkte Gesundheitswirkung von Cluster-Ionen besteht allerdings nicht, siehe Abschnitt 5.2.1). Auf dem Markt werden deshalb verschiedene Methoden zur Erhöhung der Innenraum-Ionenkonzentration angeboten, z.B. aktive Luft-Ionisatoren. Aber auch bestimmte Wandanstriche können laut Herstellerangabe die Ionenkonzentration signifikant erhöhen. Ein entsprechender Versuch am Fraunhofer-Institut für Bauphysik (IBP) bestätigte dies tatsächlich (SCHERER & MAYER 2010): In einem Prüfraum, dessen Wände mit einer solchen Spezialfarbe bestrichen wurden, ergaben sich 1.800-4.300 positive Ionen (Mittelwert 3.100) und 800-3.700 negative Ionen (Mittelwert 2.400) pro cm^3 , im ansonsten identischen, mit normaler Farbe bestrichenen Vergleichsraum ergaben sich 450-2.300 positive Ionen (Mittelwert 1.600) und 360-2.000 negative Ionen (Mittelwert 1.400) pro cm^3 . Bei einem weiteren Versuch wurden Partikel in beide Räume eingeblasen, hier nahm die Konzentration im Raum mit der Spezialfarbe mit der Zeit schneller ab. Hinsichtlich der gesundheitlichen Wirkung existiert eine im International Journal of Environmental Research and Public Health publizierte österreichische Doppel-Blind-Studie mit jeweils 10 Personen (WALLNER et al. 2015). Im mit der Spezialfarbe bestrichenen Raum ergaben Messungen mit einem Elektrokardiogramm (EKG) einen niedrigeren Quotienten LF/HF als im Kontrollraum (d.h. die Herzfrequenzvariabilität verringerte sich) und die Versuchspersonen schnitten in einigen kognitiven Leistungstest besser ab. Einflüsse auf die Lungenfunktion oder auf das persönliche Wohlbefinden konnten hingegen nicht festgestellt werden. Bei dieser Studie wurden ebenfalls die Ionenkonzentrationen gemessen; es ergaben sich 866 bzw. 367 positive und 1.328 bzw. 671 negative Ionen pro cm^3 in den Versuchsräumen mit bzw. ohne Spezialanstrich (die Größe der Räume wurde in beiden Studien nicht angegeben). Die physikalische Wirkweise der Farbe blieb in beiden Studien ungeklärt. Festzuhalten ist aber, dass in Innenräumen offenbar unter bestimmten Bedingungen tatsächlich sehr hohe Konzentrationen von Cluster-Ionen auftreten können. Aber auch diese bleiben unter den nahe von Hochspannungsleitungen erreichbaren Werten, und zudem lagen auch bei den Innenraummessungen beide Polaritäten etwa paritätisch vor.

4.4 Messungen nahe von Verkehrswegen

4.4.1 Einführung

Eine tabellarische Übersicht von Messwerten aus dem Verkehrsbereich findet sich in Tabelle 9.3-4 im Abschnitt 9.3.2.

Bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen, und somit auch im Motor von Fahrzeugen, entstehen Partikel. Ein Großteil dieser Partikel trägt Ladungen, wobei positive und negative Ladungen allerdings etwa gleich häufig vorkommen und die Nettoladung der Abgaswolke eines Fahrzeugs somit nahe Null liegt

(COLLINGS et al. 1988; MARICQ et al. 2004). Speziell im Fall von Dieselmotoren tragen etwa 60-80% der entstehenden Partikel eine Ladung (MARICQ et al. 2004). Abgase des Straßenverkehrs gelten allgemein als gesundheitsgefährdend, auch aufgrund ihrer Fähigkeit der Deposition in Lunge und Atemwegen (MORAWSKA et al. 2005). Damit stellt sich die Frage, ob die Ladung derartiger Partikel hier einen signifikanten Zusatzeffekt mit Bezug auf die Deposition hat.

Untersuchungen des Ladungszustands von Fahrzeugabgasen erfolgten und erfolgen aber auch aus anderen Motiven, welche nicht oder nicht direkt mit einer möglichen gesundheitlichen Wirkung der Ladung in Zusammenhang stehen. Einige Studien gingen der Frage nach, ob Ionen-induzierte Nukleation zu einem signifikanten Anteil für die Partikelbildung in den Abgasen verantwortlich ist (neben der homogenen binären Nukleation von Schwefelsäure und Wasser). Ein starker Hinweis darauf wäre, wenn bereits bei sehr kleinen Partikel-Durchmessern ein überproportional hoher Anteil geladener Partikel erkennbar wäre. Es ergaben sich in dieser Hinsicht allerdings eher negative Befunde (JUNG & KITTELSON 2005; MA, JUNG & KITTELSON 2008). Speziell bei Experimenten mit Dieselmotoren treten erhöhte Anteile geladener Partikel erst deutlich oberhalb von 10 nm auf; die Ladungen werden zu einem Großteil von metallischen Partikeln getragen, welche aus metallischen Kraftstoff-Additiven entstehen (JUNG & KITTELSON 2005).

Hinsichtlich der Abhängigkeit der Ionenkonzentration von der Verkehrsdichte sowie der Entfernung von der Fahrbahn ergeben sich klare Unterschiede zwischen Cluster-Ionen und Großen Ionen. Dies sei hier am Beispiel einer Messkampagne im Dezember 2012 in Brisbane, Australien erläutert (CHEUNG et al. 2015). Die Messstation befand sich auf dem Dach eines Gebäudes etwa 100 Meter von einer Autobahn entfernt. Bei Nacht, wenn keine photochemischen Reaktionen zur Bildung von Ionen beitragen können, sind Cluster-Ionen sowohl mit der Partikelkonzentration als auch mit NO₂ (welches einen Indikator für Verkehrsemissionen darstellt) antikorreliert. Überdies war die Konzentration von Cluster-Ionen praktisch nicht von der Windrichtung abhängig. D.h. die auf dem Gebäudedach beobachteten Cluster-Ionen waren offenbar überwiegend natürlichen Ursprungs; durch Fahrzeuge erzeugte Cluster-Ionen waren in dieser Entfernung von der Fahrbahn nicht mehr nachweisbar. Die ebenfalls im Verkehr emittierten Partikel wirken als eine effektive Senke für Cluster-Ionen (und zwar sowohl für die im Verkehr erzeugten als auch für die bereits zuvor in der Luft vorhandenen Cluster-Ionen). Die Korrelation der Konzentration Großer Ionen (7-42 nm) mit der Partikelkonzentration und auch mit NO₂ war hingegen stark positiv und auch die Richtungsabhängigkeit war hier sehr ausgeprägt. Die Autoren schlussfolgerten, dass der Straßenverkehr offenbar durch direkte Emission geladener Partikel entscheidend zur Ionenkonzentration beitrug: wären die Großen Ionen überwiegend erst in der Luft durch Anlagerung von Cluster-Ionen an die emittierten Partikel entstanden, hätte auch die Konzentrationen der Cluster-Ionen eine starke Richtungsabhängigkeit zeigen müssen. Bei Intermediären Ionen (1,6-7 nm) war die Richtungsabhängigkeit eher schwach, die Korrelation mit der Partikelkonzentration und NO₂ hingegen schwach positiv.

4.4.2 TIITTA et al. (2007): Messungen nahe einer Hauptstraße in Finnland

TIITTA et al. (2007) führten im Sommer 2004 Messungen von Ionen- und Partikelkonzentrationen in etwa 10 Metern Entfernung einer Hauptstraße am Stadtrand von Kuopio, Finnland, durch. Die Partikelbelastung war stets dann am höchsten, wenn der Wind aus Richtung Hauptstraße wehte.

Abbildung 4.4-1 zeigt beispielhaft die Größenverteilungen, welche tagsüber an einem Tag mit niedrigem Verkehrsaufkommen (27.9.2004, 6.500 Fahrzeuge in 24 Stunden) und an einem Tag mit hohem Verkehrsaufkommen (29.6.2004, 14.000 Fahrzeuge in 24 Stunden) aufgenommen wurden; an beiden Tagen wehte der Wind aus Richtung Straße (*Anm.: Die Messung erfolgte sehr hochaufgelöst, der in Abbildung 4.4-1 gezeigte Verlauf der erhaltenen Größenverteilung wurde aus der Originalpublikation extrahiert*). Zum Vergleich dargestellt sind die Ionengrößenverteilungen, welche von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014), 2-5 m windaufwärts bzw. windabwärts einer Autobahn mit etwa der 15-fachen Verkehrsdichte im Vergleich zur finnischen Straße gemessen wurden (siehe Abschnitt 4.4.4, die Werte stellen die Summe aus positiven und negativen Ionen dar. Deshalb Darstellung auf der rechten Achse, die Achsen wurden entsprechend skaliert, um einen Direktvergleich zu erlauben). Ebenfalls zum Vergleich dargestellt sind die Messungen in ländlicher Umgebung von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000), siehe Abbildung 4.2-1 (getrennte Darstellung negativer und positiver Ionen, deshalb auf der linken Achse).

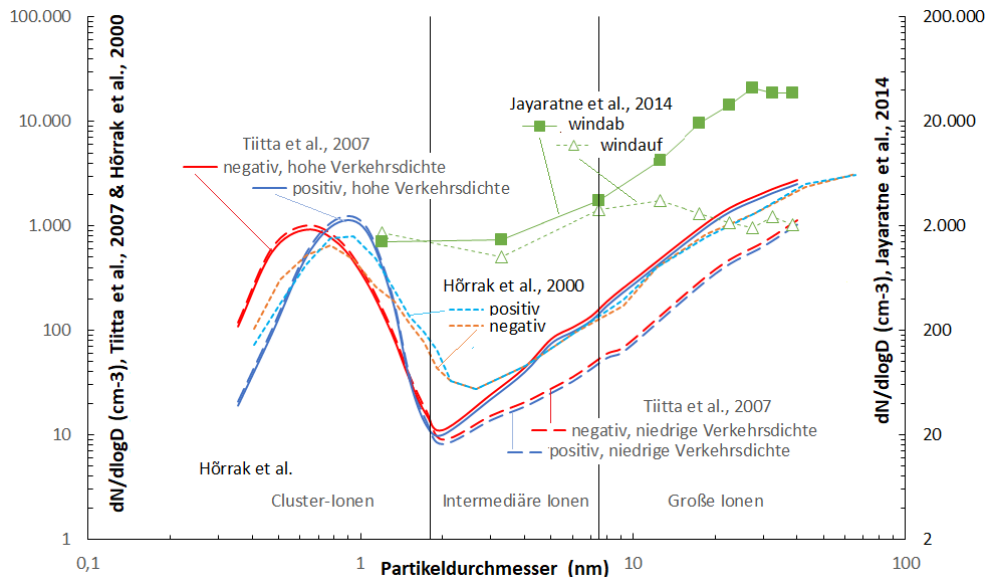


Abbildung 4.4-1: TIITTA et al. (2007), Ionen-Größenverteilung nahe einer Hauptstraße in Finnland. Dazu die Ionen-Größenverteilungen, gemessen von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) 2-5 m windaufwärts bzw. windabwärts einer Autobahn, und die rurale Hintergrund-Messung von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000).

In den von TIITTA et al. (2007) gemessenen Größenverteilungen zeigte sich ein ausgeprägtes Minimum bei einem Ionendurchmesser von etwa 1,8 nm, hier wurde durch TIITTA et al. (2007) deshalb die Grenze zwischen Cluster- und Intermediären Ionen angenommen. Auffallend ist ansonsten das unterschiedliche Verhalten im Bereich der Cluster-Ionen einerseits und der Intermediären und Großen Ionen andererseits. Bei den Cluster-Ionen ist fast kein Unterschied zwischen den Konzentrationen an beiden Tag zu sehen, dafür besteht jedoch die typische Asymmetrie zwischen negativen und positiven Ionen: letztere sind im Mittel größer (die Summe über die Cluster-Ionen-Konzentrationen ist für positive Ionen etwas niedriger als für negative; das Verhältnis betrug typischerweise 0,8-0,9). Im Bereich der Intermediären und Großen Ionen hingegen verläuft die Größenverteilung praktisch identisch für beide Polaritäten, dafür sind nun die Konzentrationen am verkehrsreichen Tag um bis zu einen Faktor 3 höher. Zum Vergleich sind in derselben Abbildung auch die Ergebnisse der Langzeitmessungen von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) an einem entlegenen Standort in Estland (siehe Abschnitt 4.2.1.) verdeutlicht (zu den ebenfalls in der Abbildung gezeigten Werten von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) siehe Abschnitt 4.4.4).

Die Konzentrationen der Cluster-Ionen (0,3-1,8 nm) waren typischerweise dann am niedrigsten (Mittelwert 540 cm^{-3}), wenn der Wind aus Richtung der Hauptstraße wehte, während sie bei Wind aus der Gegenrichtung im Mittel 670 cm^{-3} betrugen (d.h. Faktor 0,8). Unterschiede dieser Größenordnung sind zu gering, um in Abbildung 4.4-1 deutlich zu werden). D.h. der dominierende Effekt ist hier offenbar die Unterdrückung von in der Hintergrundluft vorhandenen Cluster-Ionen durch Interaktion mit Verkehrspartikeln. Große Ionen hingegen entstammen offenbar zu einem signifikanten Teil aus Verkehrsemissionen. Über den kompletten Meszeitraum lagen die Konzentrationen Großer Ionen (7,5-40 nm, positive und negative Ionen addiert) im Mittel bei 1.780 cm^{-3} , wenn der Wind aus Richtung der Hauptstraße wehte, bei Wind aus der Gegenrichtung hingegen nur bei im Mittel 1.050 cm^{-3} (d.h. Faktor 1,7). Bei Intermediären Ionen (1,8-7,5 nm) ergab sich keine deutliche Abhängigkeit von der Windrichtung. Im Mittel wurden nur 110 Ionen pro cm^3 beobachtet (beide Polaritäten addiert, das Verhältnis positiver zu negativer Ionen betrug typischerweise etwa 0,5- 0,7). Es wurden aber durchaus extreme Spitzenwerte von 190 positiven und sogar 600 negativen Ionen/ cm^3 registriert (dabei handelt es sich um 30-Minuten-Mittelwerte), diese traten überwiegend bei Regen auf, an einigen Tagen jedoch auch bei klarem Himmel; in letzterem Fall können sie einen Indikator für Partikelbildungs-Ereignisse darstellen.

TIITTA et al. (2007) führten überdies Messungen der Partikel-Größenverteilungen im Bereich von 3-900 nm durch. Im Bereich von 3-40 nm liegen damit überlappende Ionen-Größenverteilungen und Partikel-Größenverteilungen vor, aus welchen sich die mittlere Ladung pro Partikel berechnen lässt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.4-3 im Abschnitt 4.4.4 dargestellt.

4.4.3 JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010): abstandsabhängige Messungen

JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010) maßen nur die Konzentration von Cluster-Ionen (<1.6 nm) sowie die Netto-Ladung von Partikeln (2 nm - 5 μ m). Die Studie präsentierte zum einen die Messung von Ionen-Konzentrationen 50 cm vom Auspuff eines PKW. Getestet wurde ein etwa 3 Jahre alter mit bleifreiem Benzin betankter Ford Falcon. Das Fahrzeug blieb während der Versuche stationär in der Garage. JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010) maßen bei Drehzahlen von 750 (Leerlauf), 2.000 und 3.000 U/min. Die Autoren wiesen darauf hin, dass die erhaltenen Absolutwerte selbst von der Größenordnung her nicht verallgemeinert werden können: Cluster-Ionen lagern sich schnell an Partikel an, die Absolutwerte hängen somit kritisch von den genauen experimentellen Bedingungen ab. Konkret erhielten JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010) bis zu etwa 30.000 Cluster-Ionen pro cm^3 (bei der höchsten Drehzahl, beide Polaritäten addiert), sie zitieren aber mehrere Arbeiten, in welchem ähnliche Experimente um bis zu drei Größenordnungen höhere Konzentrationen erbrachten (COLLINGS et al. 1988; YU, LANNI & FRANK 2004; MA, JUNG & KITTELSON 2008). Als von allgemeiner Gültigkeit betrachten JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010) aber die folgenden Befunde: Während im Leerlauf die Spikes der Konzentrationen positiver und negativer Cluster-Ionen noch in keiner erkennbaren Beziehung zueinander standen, verhielten sich bei höheren Motordrehzahlen Ionen beider Paritäten praktisch spiegelbildlich (dies bestätigt einschlägige frühere Arbeiten, siehe Abschnitt 4.4.1). Mit jeder Steigerung der Drehzahl um etwa 1.000 U/min stiegen die Ionenkonzentrationen um etwa eine Größenordnung. Hinsichtlich der Polarität gab es kein klares Bild: Im Leerlauf lag das Verhältnis der Konzentrationen positiver zu negativer Cluster-Ionen bei etwa $0,5$, bei 2.000 U/min bei $1,8$ und bei 3.000 U/min wieder nur bei $0,9$. Messungen mittels Aerosol-Elektrometer ergaben gleichzeitig eine Netto-Konzentration der Partikelladungen von $+100$ cm^{-3} bei 2.000 U/min und -1000 cm^{-3} bei 3.000 U/min. Die Brutto-Konzentration dürfte allerdings erheblich höher gelegen haben: Die Partikelkonzentration wurde zwar nicht gemessen, Autoabgase enthalten laut den Autoren jedoch typischerweise 10^5 - 10^7 Partikel pro cm^3 , und selbst im Gleichgewicht (welches sich hier noch nicht notwendigerweise eingestellt hat) trägt ein Großteil vor allem der größeren Partikel Ladungen (zur Theorie siehe Abschnitt 3.1). Eine vergleichsweise niedrige Netto-Ladungskonzentration bedeutet damit, dass ein fast ausgeglichenes Verhältnis geladener Partikel beider Polaritäten vorgelegen haben muss.

JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010) führten zudem Messungen am Rand von stark frequentierten Verkehrswegen in Brisbane, Australien durch. Die Messungen fanden an 9 verschiedenen Standorten an einer Autobahn und 5 verschiedenen Standorten an einer innerstädtischen Straße statt, jeweils im Abstand von etwa 2 - 5 Metern zur Fahrbahn. Auf der Autobahn war die Verkehrsdichte etwa 50% höher als auf der innerstädtischen Straße, zudem war hier der LKW-Anteil deutlich höher. Die Cluster-Ionen-Konzentrationen wurden über einen 15 -Minuten-Intervall an jedem Standort gemessen. Nahe der Autobahn lagen die Werte im Mittel bei 1.210 cm^{-3} , davon positive Ionen 570 cm^{-3} und negative Ionen 640 cm^{-3} (die Absolutwerte lagen damit fast 30 -mal niedriger im Vergleich zu den Werten der oben beschriebenen Garagenmessung mit einem einzigen PKW bei 3.000 U/min, das Verhältnis positiver zu negativer Cluster-Ionen war mit etwa $0,9$ praktisch identisch). Der Zusammenhang zwischen Cluster-Ionen-Konzentration und Verkehrsdichte stellte sich als ungefähr linear heraus. Im zeitlichen Verlauf lagen die Konzentrationen meist nahe dem Mittelwert, jedoch unterbrochen durch kurzzeitige Spikes (simultan bei beiden Polaritäten), welche den Mittelwert um bis zu den Faktor 4 übertrafen. Diese Spikes taten überwiegend bei der Vorbeifahrt von LKWs auf. Gleichzeitige Messungen mittels eines Aerosol-Elektrometers ergaben eine Netto-Konzentration von Partikelladungen von im Mittel nur -50 cm^{-3} , da aber tatsächlich eine wesentlich größere Zahl an Partikeln Ladungen tragen sollte, müssen auch hier positive und negative Partikel-Ladungen in praktisch identischer Zahl vorgelegen haben. Nahe der innerstädtischen Straße lagen die Cluster-Ionen bei im Mittel bei 600 cm^{-3} , davon positive Ionen 310 cm^{-3} und negative Ionen 290 cm^{-3} (Verhältnis $1,1$). Ähnlich wie bei den Garagenmessung mit einem einzigen PKW bei 2.000 U/min ergab sich auch hier ein, wenn auch nur leichter, Überschuss positiver Ionen. Bei den Innenstadt-Messungen wurden keine Konzentrations-Spikes wie bei den Autobahn-Messungen beobachtet, was laut den Autoren auf den fehlenden LKW-Verkehr zurückzuführen ist.

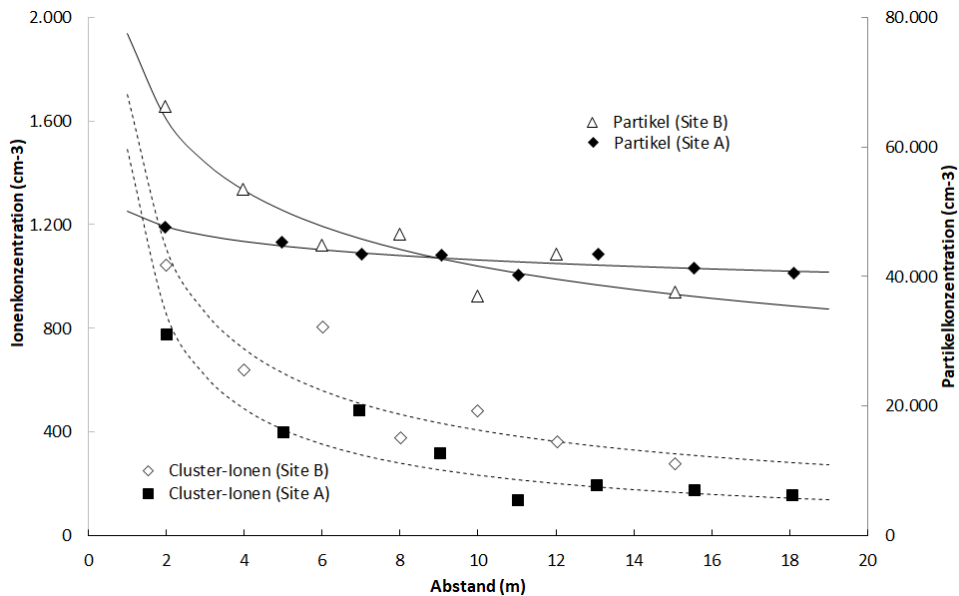


Abbildung 4.4-2: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010): Cluster-Ionen-Konzentration und Partikel-Konzentration (2 nm - 5 μm), gemessen in verschiedenen Entfernungen von einer Autobahn in Brisbane, Australien.

Die Cluster-Ionen-Konzentrationen lagen nahe der Autobahn um den Faktor 4 und nahe der innerstädtischen Straße um den Faktor 2 über dem urbanen Hintergrund (etwa 300 cm^{-3} , gemessen in Parks). D.h. im Gegensatz zu den Befunden von TIITTA et al. (2007), laut welchen die Cluster-Ionenkonzentrationen in der Hintergrundluft höher war als in der Verkehrs-beeinflussten Luft, siehe Abschnitt 4.4.2, wurden hier also sehr wohl erhöhte Intensitäten von Cluster-Ionen festgestellt, welche offenbar verkehrsinduziert waren. Dass dies bei den Messungen von TIITTA et al. (2007) nicht der Fall war, liegt dabei aber nicht nur an der wesentlich geringeren Verkehrsdichte, sondern auch an den im Vergleich zu den Messungen von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010) mehr als doppelt so hohen Hintergrundkonzentrationen an Cluster-Ionen (im Mittel 670 cm^{-3} . TIITTA et al. (2007) verglichen nicht mit Hintergrundmessungen an einem anderen Ort, sondern mit Messungen am selben Ort bei veränderter Windrichtung).

Abbildung 4.4-2 zeigt die Ergebnisse von Messungen der Cluster-Ionen-Konzentration sowie der Partikel-Konzentration als Funktion des Abstands x von der Fahrbahn. Symbole stehen für die Messwerte, Linien für die Anpassung unter Annahme einer Proportionalität zu $x^{-\alpha}$. Die Messungen fand an zwei Standorten neben einer Sautobahn statt (Site A und B). An Site B herrschte eine etwas höhere Verkehrsdichte (140 Fahrzeuge pro Minute) als an Site A ($120/\text{min}^{-1}$). Die Partikel-Konzentration lag deshalb im Abstand 2 m an Site B mit 66.000 cm^{-3} fast 50% höher als an Site A mit 47.000 cm^{-3} . Gleichzeitig herrschte an Site B eine fast doppelt so hohe Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur Fahrbahn (2,5 statt 1,3 m/s), welche entsprechend für eine schnellere Verdünnung der Partikelwolken mit wachsendem Abstand sorgte: Die Konzentrationen verhielten sich proportional zu $x^{-\alpha}$, mit α nur 0,07 für Site A, aber 0,3 für Site B. Für Cluster-Ionen ergaben sich Exponenten $\alpha=0,8$ für Site A und 0,6 für Site B. D.h. der Abfall verlief an Site B etwas langsamer als an Site A, in jedem Fall fielen die Cluster-Ionen-Konzentration jedoch wesentlich schneller ab als die Partikel-Konzentration. Für die Verringerung der Cluster-Ionen-Konzentration ist somit offenbar nicht, wie bei Partikeln, die Verdünnung durch Luftvermischung hauptverantwortlich (welche an Site B aufgrund der höheren Windgeschwindigkeit schneller verlief), sondern vielmehr die Wechselwirkung mit Partikeln: Da die Ionen aufgrund der nur halb so großen Windgeschwindigkeit an Site A im Mittel die doppelte Zeit benötigten, um eine bestimmte Entfernung vom Straßenrand zurückzulegen, ergibt sich somit an Site A ein stärkerer Abfall mit wachsender Entfernung. Hinzu kommt die Rekombination positiver und negativer Cluster-Ionen (für welche ebenfalls die benötigte Zeit zum Zurücklegen einer bestimmten Strecke entscheidend ist). Da positive und negative Ladungen im gesamten Spektrum praktisch paritätisch vorliegen, finden die Cluster-Ionen beider Polaritäten entsprechend viele Ionen und geladene Partikel der jeweils entgegengesetzten Polarität vor, entsprechend schnell vollzieht sich die Neutralisierung. In einer Entfernung von etwa 15 m war die Ionenkonzentration an Site A nicht mehr von der

Hintergrundkonzentration zu unterscheiden (die Hintergrundkonzentration wurde ebenfalls an dieser Stelle gemessen, aber in einem Moment, in welchem der Wind nicht aus Richtung Straße wehte).

An einem dritten Standort (Site C) erfolgten ebenfalls entfernungsabhängige Messungen, diesmal jedoch in Entfernungen zwischen 10 und 150 m. Während die Partikelkonzentration auf dieser Strecke um mehr als 50% abfiel (Exponent $\alpha=0,15$), konnte praktisch keine Variation der Cluster-Ionen-Konzentration mehr festgestellt werden, d.h. bereits bei den bei 10 m Entfernung gemessenen Ionen handelte es sich offenbar um den Hintergrund. Dies bestätigt, dass eine Distanz von etwa 10-20 m die maximale Distanz ist, in welcher ggf. noch erhöhte Konzentrationen von Cluster-Ionen feststellbar sind.

Die von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010) gemessenen höhere Cluster-Ionen-Konzentrationen windabwärts der Autobahnen und Hauptstraßen lagen deutlich unter den Cluster-Ionen-Konzentrationen, welche in anderen Studien windabwärts von Hochspannungsleitungen (jeweils in derselben Entfernung) gemessen wurden. Auf eine vergleichende Darstellung wurde in Abschnitt 4.4.2 deshalb verzichtet. Zum Vergleich kann zum Beispiel Abbildung 4.5-2 im Abschnitt 4.5.3 herangezogen werden: die von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) windabwärts von 110-330-kV-Wechselspannungsleitungen gemessenen Cluster-Ionen-Konzentrationen erreichten am Boden Werte bis zu 5.000 cm^{-3} , also um eine Größenordnung über den hier beobachteten Werten. Die von CARTER & JOHNSON (1988) windabwärts einer monopolen -500-KV-HGÜ-Testleitung gemessenen Werte lagen sogar um mehr als zwei Größenordnungen darüber. Gleiches gilt für die theoretischen Erwartungen entsprechend der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) berechnet mittels Gleichung (2.1-2). Dieser Vergleich betrachtet zudem nur die Brutto-Konzentrationen der Cluster-Ionen. Cluster-Ionen haben allerdings nach gegenwärtigem Kenntnisstand allenfalls eine indirekte gesundheitliche Wirkung aufgrund der Möglichkeit der Anlagerung dieser Ionen an Partikel. Hierfür sind aber die Netto-Ladungen von Cluster-Ionen-Wolken relevant. Diese sind bei Verkehrsemissionen praktisch gleich Null. Zum Vergleich der Konzentrationen geladener Partikel windabwärts der Autobahn und von Hochspannungsleitungen siehe Abbildung 4.4-6 im Abschnitt 4.4.5.

4.4.4 JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) – Ladungsverteilungen

In der Folgestudie JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) führte das Team um E. R. Jayaratne Messungen mittels eines sogenannten Neutralcluster- und Luftionen-Spektrometers (*neutral cluster and air ion spectrometer*, NAIS) durch. Das NAIS wurde durch Airel Ltd, Estland, entwickelt. Es erlaubt die Messung der Konzentration neutraler und geladener Cluster und Partikel im Größenbereich von 0,8-42 nm. Da in der Realität weitaus größere Partikel existieren und diese eine höhere Ladung tragen können, sind die mittels NAIS gemessenen Partikel-Ladungskonzentrationen damit eher untere Grenzwerte. Das NAIS schaltet zyklisch zwischen der Messung neutraler und geladener Cluster und Partikel; positive und negative Ionen können simultan gemessen werden.

Die Messungen fanden an 7 verschiedenen Standorten an Autobahnen in der Umgebung von Brisbane, Australien, statt. Das Gerät wurde etwa 2-5 Meter vom Fahrbahnrand platziert. Abbildung 4.4-1 im Abschnitt 4.4.2 zeigt die gemessenen Spektren, getrennt nach Messungen windaufwärts und windabwärts der Autobahn. In der Abbildung werden diese mit den im Abschnitt 4.4.2 vorgestellten Messungen von TIITTA et al. (2007) verglichen. Die Messungen von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) waren dabei geringer aufgelöst: im Bereich der Cluster-Ionen lag bei den Messungen von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) nur ein Messpunkt; der in den Spektren von TIITTA et al. (2007) deutlich sichtbare Peak und das darauffolgende markante Minimum konnte deshalb hier schon aus rein messtechnischen Gründen nicht reproduziert werden. Auch in den Messungen von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) lagen, wie bei TIITTA et al. (2007) im Bereich der Intermediären und Großen Ionen die Konzentrationen für beide Polaritäten praktisch gleichauf (in Abbildung 4.4-1 ist nur die Summe über beide Polaritäten dargestellt). Im Bereich der Intermediären Ionen ist kaum ein Unterschied zwischen den Ionenkonzentrationen windauf- und windabwärts der Autobahn zu erkennen, im Bereich der Großen Ionen hingegen steigt die Ionenkonzentration windabwärts der Autobahn mit wachsendem Durchmesser praktisch stetig an, während sie bei den Messungen windaufwärts nach einem Maximum bei etwa 13 nm sogar leicht abnimmt. Die windabwärts der Autobahn gemessenen Konzentrationen verlaufen damit ähnlich zu den Werten von TIITTA et al. (2007), die von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) gemessenen Werte sind

jedoch etwa eine Größenordnung höher. Allerdings lag die Verkehrsdichte auf der Autobahn auch etwa 15-mal höher als auf der finnischen Straße, an welcher TIITTA et al. (2007) ihre Messungen durchführten, zudem trug im Fall der Autobahn auch LKW-Verkehr signifikant zu den Emissionen bei.

JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) führten an einen ausgewählten Standort auch Messungen in verschiedenen Abständen von der Autobahn durch. Wie bereits in der vorhergehenden Studie JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010) gelang auch hier die Messung Verkehrs-induzierter Cluster-Ionen: In 14 m Entfernung von der Fahrbahn ergaben sich hohe Cluster-Ionen-Konzentrationen von 600 cm^{-3} , aber bereits bei 25 m war die Konzentration auf etwa ein Drittel (200 cm^{-3}) abgesunken. In noch größeren Entfernungen stieg sie dann wieder an und erreichte im Abstand von 300 m die in der Gegend typische Hintergrundkonzentration von etwa 400 cm^{-3} . Der im Abschnitt 4.4.3 vorgestellte Befund von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010) wurde damit bestätigt: Verkehrs-induzierte Cluster-Ionen werden sehr schnell durch Wechselwirkung mit ebenfalls Verkehrs-induzierten Partikeln reduziert und deshalb kaum weiter als 20 m von der Straße getragen; weiter entfernt beobachtet man im Gegenteil sogar eine Verringerung der Cluster-Ionen -Konzentration unter die Hintergrund-Konzentration.

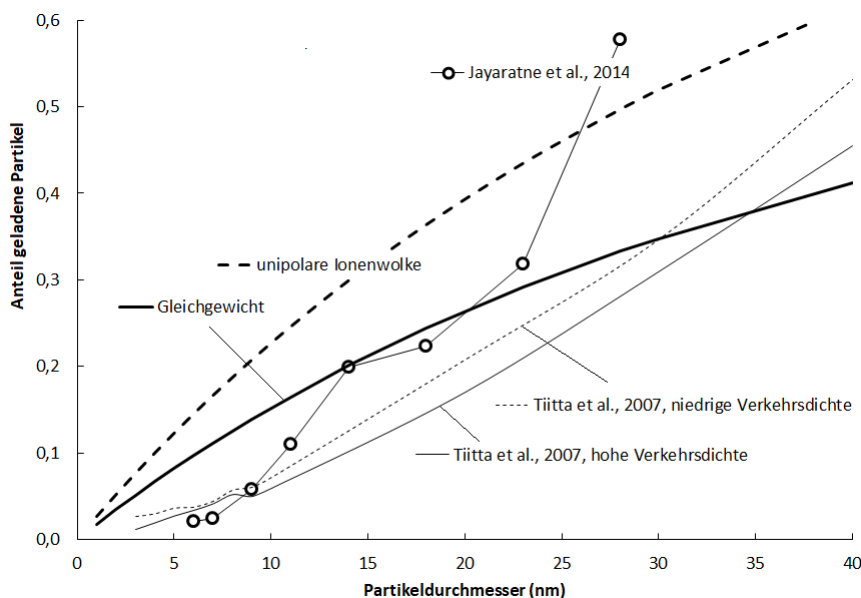


Abbildung 4.4-3: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) und TIITTA et al. (2007): Anteil der geladenen Partikel an allen Partikeln derselben Größe. Gemessen in der Nähe von Autobahnen oder Hauptstraßen. Dazu theoretische Erwartungen im Gleichgewicht und nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke (d.h. der windabwärts von Hochspannungsleitungen erwarteten Situation).

Abbildung 4.4-3 stellt den von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) gemessenen relativen Anteil geladener Partikel dar (offene Kreise, Darstellung relativ zu allen Partikeln mit demselben Durchmesser). Derartige Werte ergeben sich auch schon aus den im Abschnitt 4.4.2 vorgestellten Messungen von TIITTA et al. (2007), diese sind ebenfalls in Abbildung 4.4-3 dargestellt (durchgezogene dünne Linie für den Messtag mit hoher Verkehrsdichte, gestrichelte dünne Linie für den Messtag mit niedriger Verkehrsdichte. Anm.: TIITTA et al. (2007) führten hochaufgelöste Messungen der Größenverteilungen sowohl von Partikeln insgesamt als auch von geladenen Partikeln durch, die Verläufe wurden jeweils aus den Original-Abbildungen extrahiert. Hier dargestellt wurde das sich daraus ergebende Verhältnis der Ladungen pro Partikel. Bei den hier betrachteten Partikelgrößen kleiner 42 nm sollten Mehrfachbeladungen jedoch nur eine geringe Rolle spielen, so dass der Anteil geladener Partikel praktisch identisch oder ggf. nur geringfügig geringer sein sollte als die durchschnittliche Ladung pro Partikel). Zudem erfolgte eine Darstellung der theoretischen Erwartungen: einmal unter der Annahme eines Ladungs-Gleichgewichts bei einem Asymmetrie-Verhältnis $\chi=1$ (dicke durchgezogene Linie. Siehe Abschnitt 3.1 zur Berechnung), und einmal unter der Annahme, dass die ursprünglich in diesem Gleichgewicht befindlichen Partikel zusätzlich noch Ladungen aus einer unipolaren Ionenwolke aufnehmen (dicke gestrichelte Linie. Siehe Abschnitt 3.2.3 zur Berechnung).

Bei kleinen Partikeldurchmessern lagen die Anteile geladener Partikel noch deutlich unter den Gleichgewichts-Anteilen, d.h. die Partikel wurden offenbar überwiegend als Neutralpartikel erzeugt und das Gleichgewicht hat sich hier noch nicht eingestellt. Mit zunehmendem Partikeldurchmesser steigt der von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) gemessene Anteil geladener Partikel jedoch schnell an. Für Durchmesser zwischen 14 und 23 nm entspricht der Anteil etwa den Gleichgewichts-Erwartungen. Bei 28 nm wird nicht nur der Gleichgewichts-Anteil deutlich übertroffen, die Werte übersteigen nun auch die Anteile, welche man im Extremfall windabwärts einer Ionenquelle wie z.B. einer Hochspannungsleitung erwarten würde. Dies ist nur damit erklärbar, dass die Partikel bereits im Moment der Emission aus dem Fahrzeugauspuff derart hohe Ladungen trugen. Entsprechend der von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) gemessenen Größenverteilungen hatten etwa 80% aller Partikel des betrachteten Messbereichs (0,8-4 nm) einen Durchmesser größer als 15 nm und 50% einen Durchmesser größer als 25 nm. D.h. die Partikelgrößenverteilung wird zumindest bis zur Obergrenze von 42 nm von Partikeln mit überdurchschnittlich hoher Ladungszahl dominiert; wie sich die Verhältnisse zu noch größeren Partikeln entwickeln, kann hier aufgrund fehlender Messdaten nicht festgestellt werden.

Auch aus den Daten von TIITTA et al. (2007) ergibt sich ein ähnlicher Verlauf der Ladungszahlen in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser. Allerdings steigt der Anteil geladener Partikel hier langsamer: erst bei Partikeln größer als etwa 30-35 nm wird der erwartete Gleichgewichtsanteil übertroffen (wobei sich hier bei niedrigen Verkehrsdichten eine etwas höhere Ladung pro Partikel ergab als bei hohen Verkehrsdichten). In wieweit sich der Trend zu größeren Partikeln, bei welchen dann auch Mehrfachbelastungen eine größere Rolle spielen, fortsetzt, kann jedoch auch hier nicht ausgesagt werden. Die Frage, was dieser Befund für den Vergleich der Situation nahe von Verkehrswegen einerseits und nahe von Hochspannungsleitungen andererseits bedeutet, wird im Abschnitt 4.4.5 sowie in der Zusammenfassung (Abschnitt 4.8.1) diskutiert.

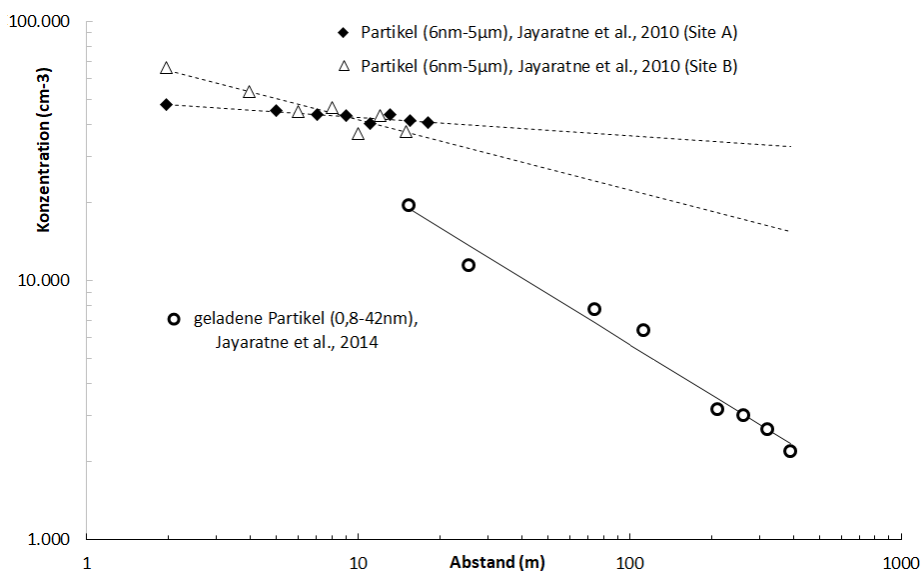


Abbildung 4.4-4: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014; 2010): Konzentration der geladenen Partikel (0,8-42 nm) sowie aller Partikel (6 nm-5 µm) als Funktion des Abstands von einer Autobahn).

Abbildung 4.4-4 zeigt schließlich, wie sich die Konzentration geladener Partikel mit wachsender Entfernung von der Autobahn verhält (offene Kreise. Summe aus positiv und negativ geladenen Partikeln; die Anteile beider Polaritäten betrugen je etwa 50%). Die in Abbildung 4.4-4 ebenfalls dargestellte Abhängigkeit der Konzentration aller Partikel (einschließlich neutraler Partikel) von der Entfernung entstammt der Vorgängerstudie JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010). Hier erfolgten separate Messungen an Site A (volle Karos) und Site B (offene Dreiecke); die Messungen beider Studien fanden an Autobahnen in der Umgebung von Brisbane statt. Linien stehen für die potenzielle Anpassung (proportional zu $x^{-\alpha}$).

Erwartungsgemäß verringert sich die Konzentration geladener Partikel wesentlich schneller als die Konzentration der Partikel insgesamt: geladene Partikel unterliegen zum Beispiel zusätzlichen Verlusten durch Anlagerung von Cluster-Ionen der entgegengesetzten Polarität. Umgekehrt entstehen zwar auch

neue geladene Partikel, wenn neutrale Partikel Ionen aufnehmen. Wie oben festgestellt, enthält die Partikelwolke jedoch mehr geladene Partikel als im Gleichgewicht erwartet, d.h. die Neutralisierung überwiegt. Die Konzentrationen verhielten sich proportional zu x^α , mit α etwa 0,6 für geladene Partikel, aber nur 0,07-0,3 für Partikel insgesamt. Der Exponent für geladene Partikel liegt damit nahe den Exponenten für Cluster-Ionen ($\alpha=0,6-0,8$, siehe Abschnitt 4.4.3 und Abbildung 4.4-2), Cluster-Ionen haben allerdings wesentlich niedrigere Start-Konzentrationen und gehen deshalb bereits nach spätestens etwa 20 Metern Entfernung im Hintergrund auf. Erhöhte Konzentrationen geladener Partikel konnten noch in bis zu 400 m von der Autobahn entfernt festgestellt werden.

4.4.5 JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b): Direktvergleich Autobahn-Hochspannungsleitung

JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b) nahmen einen direkten Vergleich zwischen den folgenden Messungen der Konzentrationen geladener Partikel vor:

- Messungen etwa 2-5 Meter windabwärts von Autobahnen; zum Teil bereits publiziert in JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014), siehe Abschnitt 4.4.4.
- Messungen etwa 10-20 Meter windabwärts von Hochspannungsleitungen; zum Teil bereits publiziert in JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011), siehe Abschnitt 3.3.5.
- Hintergrundmessung im offenen Grasland in Australien, mindestens 200 Meter von der nächsten Straße, Siedlung oder Stromleitung entfernt.

Die Messungen erfolgten alle mit demselben Messgerät (NAIS, siehe Abschnitt 4.4.4), der Messbereich reichte von 0,8 bis 42 nm. Die Hochspannungsleitungs-Messungen fanden alle in der Nähe derselben Stromtrasse, aber an verschiedenen Standorten statt, welche sich hinsichtlich der Stärke der Korona-Aktivität unterschieden. Die Stromtrasse umfasste mehrere parallel verlaufende Wechselspannungs-Leitungen, die Hauptleitung führte laut der Autoren eine Spannung zwischen 220 und 330 kV.

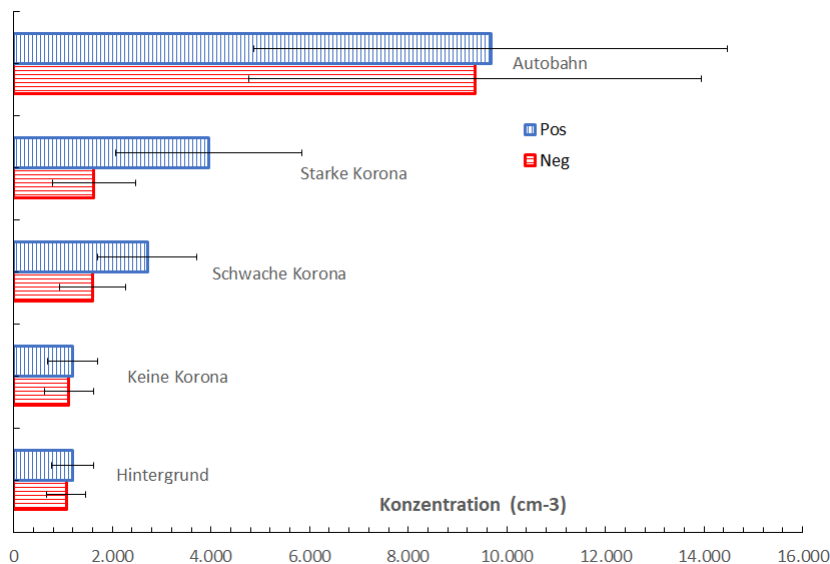


Abbildung 4.4-5: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b): Konzentration geladener Partikel (0,8-42 nm), gemessen etwa 2-5 Meter windabwärts von Autobahnen und etwa 10-20 Meter windabwärts von Wechselstrom-Trassen.

Abbildung 4.4-5 vergleicht die gemessenen Konzentrationen geladener Partikel (Brutto-Konzentrationen für positiv (blau) und negativ (rot) geladene Partikel). Es handelt sich jeweils um die Mittelung über mehrere Standorte. Im Fall der Wechselspannungstrasse wurde zwischen Standorten mit starker, schwacher und ohne Korona unterschieden.

In Autobahn-Nähe ergaben sich mittlere Konzentration von etwa 9.700 cm^{-3} (positiv) und 9.400 cm^{-3} (negativ), also ein fast ausgeglichenes Verhältnis. Ersterer Wert ist etwa 2,5-mal, und letzterer sogar fast 6-mal so hoch wie die entsprechenden Werte an einem Standort mit starker Korona-Aktivität (an dieser Hochspannungsleitung dominierten positive Koronas). Die in Abbildung 4.4-5 gezeigten Werte sind

allerdings beispielhaft zu verstehen, sie sind abhängig vom genauen Abstand, in welchem die Messungen jeweils stattfanden (hier: 2-5 m zum Fahrbahnrand, 10-20 m zu den Hochspannungsleitungen).

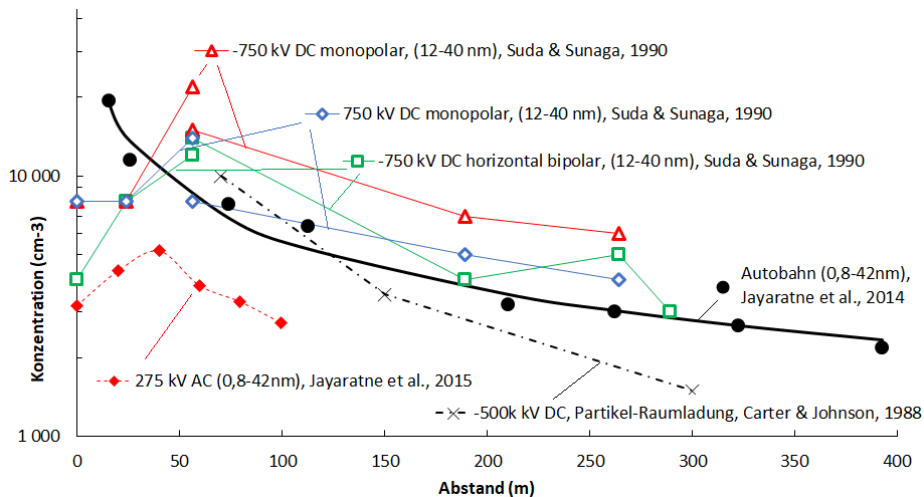


Abbildung 4.4-6: Konzentration geladener Partikel in Abhängigkeit vom Abstand zu einer Autobahn (JAYARATNE, LING & MORAWSKA 2015b) bzw. zu Hochspannungsleitungen (ebenda; dazu SUDA & SUNAGA 1990b; CARTER & JOHNSON 1988).

Abbildung 4.4-6 zeigt die Abstandsabhängigkeit der Konzentration geladener Partikel (0,8-42 nm) windabwärts der Autobahn (schwarze volle Kreise) bzw. der Hochspannungsleitung (volle rote Karos, gestrichelte Linie). Zum Vergleich wurden auch die in Abbildung 3.3-4 im Abschnitt 3.3.2 gezeigten, von SUDA & SUNAGA (1990b) gemessenen Partikelladungskonzentrationen (12-40 nm) windabwärts einer 750-KV-Test-HGÜ dargestellt; die Messung erfolgte in verschiedenen Betriebsmodi: negativ monopolar (offene rote Dreiecke), positiv monopolar (offene blaue Karos) und bipolar (negativer Leiter windabwärts; offene grüne Quadrate). Ebenfalls dargestellt wurden die von CARTER & JOHNSON (1988) gemessenen Netto-Partikelladungskonzentrationen (ohne formale Messbereichsgrenzen) windabwärts einer monopolaren 500-kV-HGÜ (siehe Abschnitt 3.3.1).

Windabwärts der Autobahn nimmt die Konzentration geladener Partikel von Anfang an stetig ab; die Werte lassen sich durch die Formel $N_0 x^{-\alpha}$ mit $N_0=110.000 \text{ cm}^{-3}$ und $\alpha=0,65$ anpassen. Windabwärts von Hochspannungsleitungen Partikel (sowohl bei der Wechselspannungsleitung als auch der HGÜ) nehmen die am Boden gemessenen Konzentration geladener nehmen mit wachsender Entfernung zunächst zu. Der Grund ist, dass die Ionenwolke die Bodennähe erst nach einer gewissen Strecke erreicht und dass eine gewisse Zeit für die Aufnahme der Ionen durch Partikel benötigt. Eventuell erreichen die Konzentrationen jedoch ein Maximum und fallen dann ab.

Konkret wurde windabwärts von Hochspannungsleitungen das folgende Verhalten beobachtet:

- JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b) fanden etwa 40 m windabwärts der Wechselstromleitung ein Maximum von etwa 5.200 cm^{-3} , dies entspricht etwa 50% der gemäß der Anpassung im gleichen Abstand von der Autobahn erwarteten Werte. In noch größerem Abstand nehmen auch die Konzentrationen geladener Partikel windabwärts der Hochspannungsleitungen wieder ab, wobei das Verhältnis zur Konzentration windabwärts der Autobahn etwa bei 50% bleibt.
- SUDA & SUNAGA (1990b) maßen die Konzentration Großer Ionen (12-40 nm) und fanden die maximalen Werte am Messpunkt in 56 Metern Entfernung von einer 750-kV-HGÜ, die genauen Werte hingen vom Betriebsmodus der Leitung, aber auch von anderen Bedingungen ab (die Messungen zwischen 0 und 56 sowie zwischen 56 und 289 Metern horizontaler Entfernung von der nächsten Leitung fanden an verschiedenen Tagen statt). Es ergaben sich etwas höhere Werte als windabwärts der Autobahn in gleicher Entfernung, der Abfall mit wachsender Entfernung verläuft aber ähnlich.
- CARTER & JOHNSON (1988) begannen ihre Messungen der Netto-Partikel-Raumladung windabwärts einer monopolaren 500-kV-HGÜ-Testleitung (siehe Abschnitt 3.3.1) erst in einer Entfernung von 70 m. Der Partikel-Größenbereich war bei dieser Messung nicht begrenzt (nur Cluster-Ionen wurden

abgeschirmt und trugen nicht zur Raumladung bei). Hier erfolgte der Abfall der Konzentrationen mit wachsender Entfernung deutlich schneller als bei allen anderen in Abbildung 4.4-6 gezeigten Messungen. Der Grund dafür kann einfach in den Unterschieden in der Dynamik der Luftbewegung liegen, aber es spielt auch eine Rolle, dass zu dieser Messung auch Partikel beitrugen, welche deutlich größer als 40 nm sind und somit mit höherer Wahrscheinlichkeit auch mehrfache Ladungen trugen: je höher ein Partikel beladen ist, umso anziehender wirkt es auf Cluster-Ionen der entgegengesetzten Polarität, umso schneller werden die Ladungen neutralisiert und umso schneller erfolgt der Abfall der Partikel-Ladungskonzentration. Allerdings sind auch die Absolutwerte der von CARTER & JOHNSON (1988) gemessenen Raumladung in einer Entfernung von 1450 und 300 m deutlich niedriger als im Fall der auf Partikel kleiner als 40 nm beschränkten Messung von SUDA & SUNAGA (1990b). Dies könnte damit erklärbar sein, dass CARTER & JOHNSON (1988) auch vergleichsweise niedrige Partikelkonzentrationen maßen (siehe Abschnitt 3.3.1): je weniger Partikel existieren, umso weniger geladene Partikelladungen können durch Ladungsaufnahme entstehen. Dass es sich bei der Messung von CARTER & JOHNSON (1988) um eine Netto-Ladungskonzentration handelte, sollte hingegen nicht ursächlich für die niedrigen Absolutwerte sein: es handelte sich um eine monopolar betriebene Leitung, d.h. Brutto- und Nettokonzentration sollten sich kaum unterscheiden haben.

JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b) maßen schließlich mit demselben Messgerät die Ionen-Größenverteilung im Bereich von 1-40 nm etwa 2-5 Meter windabwärts einer Autobahn, 10-20 Meter windabwärts von Wechselladungsleitungen sowie im offenen Grasland in Australien. Die Verteilungen wurden in Abbildung 3.3-7 im Abschnitt 3.3.5 dargestellt. In allen drei Fällen stieg die Konzentration geladener Partikel oberhalb von 3 nm mit wachsendem Partikeldurchmesser kontinuierlich an. Ob und wie sich der Anstieg auch zu größeren geladenen Partikeln fortsetzt, ist unbekannt: Die stark einseitige Polarisierung windabwärts von Hochspannungsleitungen sollte das Entstehen hoher Ladungszahlen befördern, bei Verbrennungsprozessen hingegen werden positive und negative Ladungen etwa paritätisch erzeugt; dies sollte nach den theoretischen Erwartungen für eine schnelle (Teil)-Neutralisierung höher beladener Partikel sorgen. Bei hoher initialer Partikel-Ladungskonzentration in den Fahrzeugabgasen können aber ggf. trotzdem hohe Ladungskonzentrationen auch im Bereich größerer Partikel auftreten.

Die Werte der Ionen-Größenverteilung windabwärts der Autobahn lagen im Bereich von 3-40 nm etwa eine Größenordnung höher als die Werte im Grasland, während die Werte windwärts der Wechselladungsleitung erst oberhalb von 20 nm die Grasland-Werte überstiegen, an der Obergrenze des Messbereichs (40 nm) lagen sie etwa um den Faktor 3 höher (die genannten Faktoren sind beispielhaft zu verstehen; die genauen Faktoren sollten von den jeweiligen Abständen zwischen Ionenquelle und Messort abhängen). Für eine HGÜ-Leitung lag keine ähnliche Ionenverteilung vor, die Messungen von SUDA & SUNAGA (1990b) lieferten nur Datenpunkte für den Komplettbereich 12-40 nm, hier konnten durchaus Werte erreicht werden, welche die windabwärts der Autobahn beobachteten Werte nochmals überstiegen (siehe Abbildung 4.4-6, oder Abbildung 3.3-7 im Abschnitt 3.3.5).

JAYARATNE, LING & MORAWSKA 2015b schlussfolgerten, dass geladene Partikel windabwärts von stark befahrenen Verkehrswegen in weitaus größerer Zahl auftreten als windabwärts von Hochspannungsleitungen; für das Thema möglicher gesundheitlicher Wirkungen von Partikelladungen seien Verkehrsemissionen somit relevanter als Hochspannungsleitungen. Diese Schlussfolgerung kann hier jedoch nicht uneingeschränkt geteilt werden. Zum einen erfolgte die Autobahnmessung in einer sehr kurzen Entfernung zu dieser (2-5 Meter) und damit in wesentlich kürzerem Abstand als die typische Entfernung zwischen Autobahnen und zum Beispiel Wohngebäuden. Zum anderen konnten JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b) die experimentelle Überprüfung nur für Partikel bis zu einem Durchmesser von 42 nm durchführen. In diesem Bereich würde man fast ausschließlich neutrale und einfach beladene Partikel erwarten. Bei größeren Partikeln würden jedoch höhere Ladungen benötigt, um die Depositionswahrscheinlichkeit im Atemtrakt im Vergleich zu ungeladenen Partikeln signifikant zu erhöhen, wie im Abschnitt 5.7.1 noch erläutert wird. Um Partikel auf höhere Ladungszahlen zu bringen, ist gemäß der Theorie (siehe Abschnitt 3.1) eine möglichst stark einseitig polarisierte Ionenumgebung erforderlich. Diese ist im Umfeld von Hochspannungsleitungen durchaus vorhanden, im Fall von Verkehrsemissionen hingegen nicht: hier entstehen positive und negative Ionen in etwa gleicher Konzentration.

Andererseits findet die Ladungsaufnahme hier offenbar zum Großteil bereits im Motor, und damit unter völlig anderen Bedingungen als im Gleichgewicht oder windabwärts von Hochspannungsleitungen statt, es kann somit nicht völlig ausgeschlossen, dass Mehrfachbeladungen auch bei Verkehrsemissionen eine wichtige Rolle spielen. Die im Abschnitt 4.4.4 vorgestellte Studie von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) scheint dies zu bekräftigen, siehe Abbildung 4.4-3: die durchschnittliche Anzahl Ladungen pro Partikel lag windabwärts von Verkehrswegen deutlich über den Gleichgewichtserwartungen. Die Analyse erfolgte aber auch dort nur für Partikeldurchmesser bis 28 nm, und bei diesen lag selbst die von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) festgestellte überdurchschnittlich hohe mittlere Ladung pro Partikel trotzdem nur bei 0,6 (Mehrfachbeladungen spielen erst bei Partikeldurchmesser über 100 nm eine signifikante Rolle, zur Theorie siehe Abschnitt 3.1). Es kann somit an dieser Stelle weder bestätigt noch widerlegt werden, dass auch bei größeren Partikeln im Verkehrsbereich höhere mittlere Ladungen auftreten als windabwärts von Hochspannungsleitungen (es wurde bislang keine Studie identifiziert, in welcher ein derartiger Direktvergleich zwischen Autobahnen und Hochspannungsleitungen im Bereich größerer Partikel vorgenommen wurde).

4.5 Messungen nahe von Wasserfällen

4.5.1 Einführung

Dass die Luft im Umfeld von Wasserfällen negativ geladen ist, ist bereits sehr lange bekannt. Mit dem Thema befasste sich u.a. Philipp Lenard, der spätere Physik-Nobelpreisträger des Jahres 1905; seine Habilitationsarbeit (LENARD 1892) lautet „Über die Elektrizität der Wasserfälle“. Darin wird gezeigt, dass die Aufladung nicht einfach in einem sich durch die Luft bewegenden Wasserstrahl generiert wird, sondern dann auftritt, wenn der Strahl auf ein Hindernis trifft. In der Literatur wird dieses Phänomen als Lennard-Effekt oder als balloelektrischer Effekt bezeichnet; letztere Bezeichnung wurde von der Balliste, einer griechisch-römischen Steinwurfmaschine, abgeleitet (CHRISTIANSEN 1913; TAMMET, HÖRRAK & KULMALA 2009). Auf die physikalische Erklärung des Effekts wird im Abschnitt 4.5.2 eingegangen.

Der Effekt ist nicht auf Wasserfälle beschränkt: Auch bei Starkregen (TAMMET, HÖRRAK & KULMALA 2009) oder Wellenschlag auf Seen der unterschiedlichsten Größe (GATHMAN & HOPPEL 1970; LOPES et al. 2016) werden negative Raumladungen erzeugt (d.h. die Luft ist netto negativ geladen). Etwas komplexer ist die Situation am bzw. über dem Meer: Hier wurden bei Messungen am Atlantik oder Pazifik ursprünglich überwiegend positive Raumladungen festgestellt (BLANCHARD 1958; 1966), wobei dieser sogenannte Blanchard-Effekt offenbar mit dem Auftreten weißer Schaumkronen auf den Wellenkämmen in Zusammenhang steht (GATHMAN & TRENT 1968). Bei späteren Messungen am Mittelmeer, welches einen höheren Salzgehalt als die Ozeane aufweist, stellte REITER (1994) wiederum negative Raumladungen fest, und konnte zudem nachweisen, dass diese von Partikeln kleiner als 2,5 µm getragen wird (während größere Partikel auch am Mittelmeer eine positive Ladung trugen). Mittels Labor-Experimenten konnte REITER (1994) zeigen, dass die Polarität tatsächlich von der Salinität des Wassers abhängt.

Allerdings sind die Raumladungen und Ionenkonzentrationen, welche bei Regen oder Seen bzw. dem Meer erzeugt werden, wesentlich geringer als die Werte, welche an größeren Wasserfällen erreicht werden (siehe dazu die folgenden Abschnitte). GATHMAN & TRENT (1968) maßen während einer Schiffsexpedition von Kalifornien nach Ozeanien bis zu 1.500 positive Netto-Ladungen pro cm³, wobei die Maxima bei Windgeschwindigkeiten um 15 Knoten (etwa 8 m/s oder 28 km/h) auftraten; bei Windgeschwindigkeiten über 20 Knoten lag die maximale Nettoladung der Luft nur noch bei maximal einem Fünftel davon. Das durch TAMMET, HÖRRAK & KULMALA (2009) bei Regen mit einer Regenmenge größer als 3 mm/h gemessene Ionen-Größenverteilungsspektrum ist in Abbildung 4.8-1 im Abschnitt 4.8.1 dargestellt; es wurden überwiegend negative Intermediäre Ionen erzeugt, die Brutto-Gesamtsumme über den Bereich der Intermediären Ionen lag bei 610 Ionen/cm³. Beide Werte liegen damit auch deutlich unter den Partikelladungskonzentrationen, welche selbst bei Wechselspannungsleitungen erreichbar sind (siehe zum Beispiel Abschnitt 3.3.5 oder 3.3.7). Deshalb liegt in diesem Kapitel der Fokus auf Wasserfällen.

Was die Erklärung der Entstehung der negativen Raumladungen betrifft, sind noch viele Fragen offen. Die Ladung wird vor allem von Ionen im niedrigen Nanometerbereich getragen (also von Cluster- und

Intermediären Ionen). Bereits die Erklärung der Bildung von Partikeln bzw. Tropfen dieser Größe, geladen oder nicht, ist nicht trivial. Der Energiesatz verlangt, dass die Summe aus kinetischer und Oberflächenenergie beim Zerfall eines Wassertropfens in kleinere Tropfen erhalten bleibt (eventuelle thermische Effekte seien vernachlässigt). Wie TAMMET, HÖRRAK & KULMALA (2009) darlegten, hat ein typischer Regentropfen einen Durchmesser von etwa 2 mm und fällt mit etwa 6,5 m/s. Die kinetische Energie des Tropfens könnte damit prinzipiell in die Oberflächenenergie von $6,5 \cdot 10^{13}$ Tropfen des Durchmessers von 2 nm umgewandelt werden, allerdings würden diese Tropfen zusammen nur 0,01% der Masse des ursprünglichen Tropfens umfassen, d.h. der Ursprungstropfen müsste trotz des plötzlichen Stopps des Falls praktisch komplett erhalten bleiben. Wenn man umgekehrt annimmt, dass der Tropfen komplett in Teiltropfen zerfällt, welche alle dieselbe Größe besitzen, ergibt sich aus der Energieerhaltung ein Durchmesser der neuen Tropfen von etwa 20 µm. Die Lösung besteht laut TAMMET, HÖRRAK & KULMALA (2009) wahrscheinlich darin, dass Wassermoleküle zur Bildung von Clustern tendieren, womit die Absplitterung einer größeren Zahl nanometergroßer Teiltropfen überproportional häufig vorkommt. Warum diese Tropfen bevorzugt eine negative Ladung tragen, wird im Abschnitt 4.5.2 weiter erörtert.

Mehrere Studien behaupten eine positive Gesundheitswirkung von Luft-Ionen in der Umgebung von Wasserfällen (GAISBERGER et al. 2012, GRAFETSTÄTTER et al. 2017), Diese Studien beziehen sich speziell auf die Krimmler Wasserfälle in Österreich, deren Ionen-Emission in der im Abschnitt 4.5.3 diskutierten Studie von KOLARŽ et al. (2012) behandelt werden; die Autoren dieser Messstudie und der beiden Gesundheits-Studien sind teilweise identisch. Der balloelektrische Effekt fand entsprechend auch eine technische Anwendung bei der Erzeugung negativer Ionen in physiotherapeutischen Geräten (TAMMET, HÖRRAK & KULMALA 2009). Eine plausible wissenschaftliche Erklärung für eine direkte gesundheitliche Wirkung von Cluster-Ionen besteht allerdings nicht, siehe Abschnitt 5.2.1.

Eine tabellarische Übersicht der Messwerte aus den im Folgenden dargestellten Studien, sowie aus der Regen-Studie von TAMMET, HÖRRAK & KULMALA (2009), findet sich Tabelle 9.3-5 im Anhang 9.3.3.

4.5.2 LAAKSO et al. (2007) und LUTS et al. (2009) – Kaskade an einem Fluss

LAAKSO et al. (2007) führten Messungen an einer künstlichen Kaskade des Flusses Vantaa in der Nähe von Helsinki, Finnland, durch. In einer Folgearbeit (LUTS et al. 2009) wurden die Ergebnisse Korrelationsuntersuchungen unterworfen. Die Höhe der Kaskade beträgt etwa 10 m, dies ergibt eine Freifall-Geschwindigkeit von bis zu 14 m/s. Ein *Air Ion Spectrometer* (AIS) wurde auf einer Fußgängerbrücke 20 Meter flussabwärts der Kaskade aufgestellt, ein zweites AIS an einem Referenz-Messpunkt etwa 100 Meter davon entfernt. Der Standort lag nicht direkt windabwärts der Kaskade. Gemessen wurde das Spektrum für positiv und negativ geladene Partikel zwischen 0,34 und 40 nm Durchmesser.

Gemessen wurde an zwei Tagen. Am 11. November 2005 betrug die Fließmenge des Flusses $11 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ und über den kompletten Mesbereich wurden in Kaskadennähe am 11. November etwa 16.000 Ionen/cm³ gemessen. Am 18. November 2005 war die Fließmenge mit $23 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ doppelt so hoch, diesmal wurden 27.000 Ionen/cm³ gemessen. LAAKSO et al. (2007) wiesen allerdings darauf hin, dass Unterschiede in den Messergebnissen beider Tage durchaus auch in unterschiedlichen Windrichtungen begründet sein können: bereits geringfügige Änderungen können bei einer räumlich begrenzten Ionenquelle wie dieser Kaskade signifikante Auswirkungen haben. Auch die Referenzmessungen unterschieden sich zwischen beiden Tagen: Über den kompletten Mesbereich ergeben sich am 11. November etwa 20.000 Ionen/cm³, also mehr Ionen als nahe der Kaskade, am 18. November 25.000 Ionen/cm³. Die Folgestudie LUTS et al. (2009) vermutete, dass auch die Luft am Referenzort von der Kaskade beeinflusst wurde.

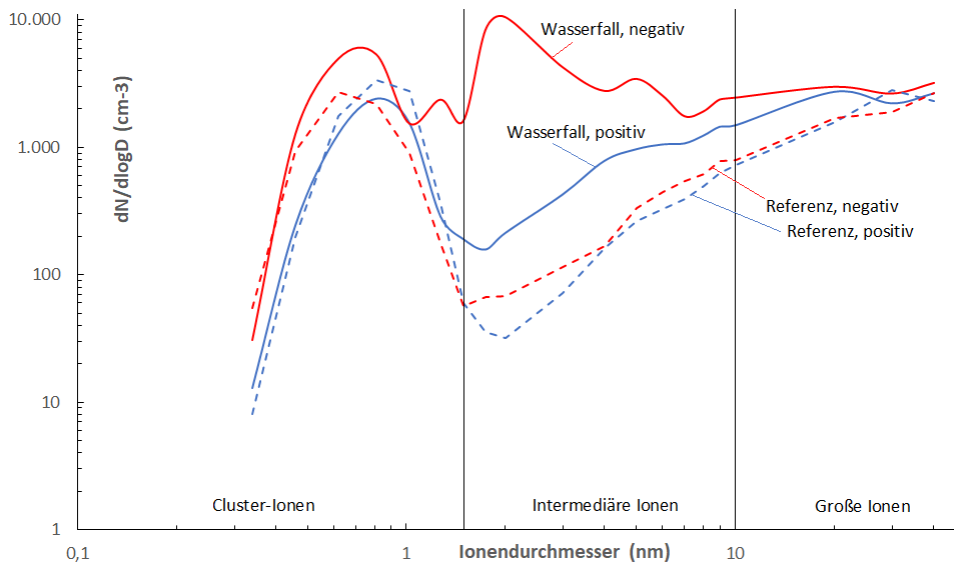


Abbildung 4.5-1: LAAKSO et al. (2007), künstliche Kaskade im Fluss Vantaa, Finnland: Ionen-Größenverteilung 20 Meter flussabwärts der Kaskade, sowie an einem Referenzpunkt. Anm.: Die Messung erfolgte sehr hochauflösend, die an zwei Tagen gemessenen Verläufe wurden aus der Originalpublikation extrahiert. Hier dargestellt wurde der sich aus den Messungen beider Tage ergebende mittlere Verlauf.

In Abbildung 4.5-1 sind die gemessenen Größenverteilungen dargestellt. Die Darstellung erfolgte getrennt für positive (blau) und negative (rot) Ionen, und zum einen für die Messungen neben der Kaskade (durchgezogene Linien, dargestellt wurden die Mittelwerte aus den Messungen am 11. und 18. November 2005) und am nahegelegenen Referenz-Standort (gestrichelte Linien).

Konsistent über beide Tage ergab sich Folgendes:

- Die Spektren an den Referenzpunkten zeigte den typischen Verlauf: Einen Peak zwischen 0,34 und 1,5 nm (Cluster-Ionen), dann ein Minimum an bzw. kurz oberhalb der Grenze zwischen Cluster- und Intermediären Ionen, und oberhalb davon einen stetigen Anstieg im Bereich der Intermediären und Großen Ionen.
- Im Bereich der Cluster-Ionen ergaben sich nahe der Kaskade mehr negative, aber weniger positive Ionen als am Referenzpunkt. Am 11. November war der Unterschied im Bereich der positiven Cluster-Ionen besonders groß und hatte zur Folge, dass sich auch insgesamt über den kompletten Mesbereich 0,34- 40 nm und summiert über beide Polaritäten höhere Konzentrationen am Referenzpunkt als nahe der Kaskade ergaben.
- Im Bereich der Intermediären Ionen (1,5-10 nm) ergaben sich wesentlich höhere Konzentrationen nahe der Kaskade als an den Referenzpunkten. Dies gilt hier für beide Polaritäten, bei den negativen Ionen ist der Unterschied jedoch deutlich höher. Bei den Messungen nahe der Kaskade zeigt sich auch kein ausgeprägtes Minimum bei etwa 1,5 nm mehr, die Cluster-Ionen gehen vielmehr fast nahtlos zu den Intermediären Ionen über.
- Im Bereich der Großen Ionen (>10 nm) wurden ebenfalls höhere Konzentrationen nahe der Kaskade als am Referenzpunkt gemessen, der Unterschied ist aber geringer, und auch die Differenz zwischen den Konzentrationen negativer und positiver Ionen ist nur noch gering.
- Der maximale Überschuss (Kaskade minus Referenz) ergab sich für Ionen beider Polaritäten bei etwa 2 nm Durchmesser: Negative Ionen dieser Größe traten nahe der Kaskade mehr als 100-mal häufiger auf als an der Referenz, bei positiven Ionen betrug der Faktor nur etwa 6-8.

Über den Komplettbereich der Intermediären Ionen (1,5-10 nm laut der von den Autoren genutzten Definition) betrug der Konzentrationsunterschied zwischen Kaskade und Referenz etwa 5.400 negative und 600 positive Ionen pro cm³ am 11. November (dem Tag mit der niedrigeren Fließmenge), aber nur etwa 1.600 negative und 200 positive Ionen pro cm³ am 18. November. Somit resultierte ein höherer Überschuss

an Intermediären Ionen am Tag mit der niedrigeren Wasser-Fließmenge. Allerdings gilt auch hier das oben Gesagte hinsichtlich der Messunsicherheiten.

Die Messergebnisse von LAAKSO et al. (2007) sind laut der Folgestudie von LUTS et al. (2009) durch die Überlagerung von drei Prozessen erklärbar:

- Ein Prozess, welcher praktisch gleich viele positive und negative Ionen erzeugt, und welcher im gesamten betrachteten Durchmesserbereich wirkt.
- Ein Prozess, welcher bevorzugt negative Ionen erzeugt, und welcher praktisch nur im Bereich der Cluster- und Intermediären Ionen wirkt.
- Die Bildung von Partikeln (Tropfen) im Bereich des Wasserfalls, und die subsequente Wirkung dieser Partikel als Senke für Cluster-Ionen, einschließlich der bereits in der Hintergrund-Luft vorhandenen Cluster-Ionen (hier liegen beide Polaritäten in der Regel in fast ausgeglichenem Verhältnis vor). Im Ergebnis treten in Wasserfallnähe sogar weniger positive Cluster-Ionen auf als am Referenzpunkt, während bei negativen Cluster-Ionen die Neubildung am Wasserfall dafür sorgt, dass sich eine (wenn auch im Vergleich zu den Intermediären Ionen geringe) Netto-Konzentrationserhöhung im Vergleich zur Luft am Referenzpunkt ergab.

Wassermoleküle spalten sich durch Auto-Ionisation in die Ionen H_3O^+ und OH^- ; typischerweise liegt ein Ionenpaar pro 1 Million Wassermoleküle vor. Ein Tropfen mit Durchmesser von 40 nm würde also 10 Millionen Wassermoleküle und im Durchschnitt 10 Ionenpaare enthalten, welche über das Volumen gleichverteilt sein sollten. Bei einem Tropfen der Größe von etwa 1 μm wäre es aber laut LUTS et al. (2009) durchaus möglich, dass die Fluktuationen in der Verteilung so groß werden, dass sich bei einem eventuellen Auseinanderbrechen des Tropfens in einem der Teiltropfen signifikant mehr positive Ladungen wiederfinden, im anderen signifikant mehr negative. Im weiteren Verlauf entfernen sich die entstehenden kleineren Tropfen vom Wasserfall und damit aus dem Bereich erhöhter Luftfeuchtigkeit, und beginnen zu verdampfen. Dieser Prozess würde gleichviel positive und negative Ionen erzeugen.

Protonen (H^+) sind im Wasser allerdings wesentlich mobiler als OH^- -Ionen, als Folge davon finden sich H_3O^+ -Ionen bevorzugt in größeren Wassermolekül-Clustern (welche typischerweise etwa 20 Moleküle umfassen), während OH^- -Ionen nur Cluster mit wenigen Wassermolekülen bilden. Diese negativ geladenen Cluster lösen sich damit leichter aus dem Wassertropfen heraus, während die positiven Ionen bevorzugt im Wasser verbleiben. ZILCH et al. (2008) konkretisierten den Mechanismus dahingehend, dass sich negative Ladungen bzw. die sie umgebenden Wassercluster aufgrund ihrer Mobilität bevorzugt nahe der Oberfläche von Wassertropfen bewegen. Fallende Tropfen verformen sich in der Luft zu einer nach unten geöffneten Halbkugel-Schale, wobei die Dicke der Schale rund um die Öffnung am höchsten ist. Positive Wassercluster halten sich nun bevorzugt in dickeren und negative im dünneren Bereich der Kugelschale auf, und beim Zerbersten des Tropfens werden die negativen Ladungen stärker zerstreut als die positiven. Dieser Prozess erzeugt einen Überschuss negativer Ladungen in der Luft, wirkt aber effektiv nur in einem eingeschränkten Tropfengrößen-Bereich. Im Bereich der Cluster- und Intermediären Ionen entsteht so ein deutlicher Überschuss negativer Ionen.

4.5.3 KOLARŽ et al. (2012): österreichische Wasserfälle

KOLARŽ et al. (2012) führten Messungen im Umfeld von 4 natürlichen und einem künstlichen Wasserfall in den Alpen in Österreich durch. Herausragend war dabei der Krimmler Wasserfall, mit einer totalen Fallhöhe von 385 m der höchste Wasserfall Österreichs überhaupt.

Tabelle 4.5-1 enthält die folgenden Werte:

- Daten der Wasserfälle: Höhe und durchschnittliche sowie maximale Wassermenge
- gemessenen Konzentrationen negativer Cluster-Ionen (hier: alle negativen Ionen mit Durchmesser $< 2 \text{ nm}$): Durchschnitts- und Maximalwerte in Wasserfallnähe über die Messperiode (Juli 2008), sowie und das durchschnittliche Verhältnis Wf/Ref der Konzentrationen in unmittelbarer Wasserfallnähe (Wf) und an einem nahegelegenen Referenzpunkt (Ref).

Tabelle 4.5-1: Messwerte von KOLARŽ et al. (2012) an Wasserfällen

Name	Höhe (m)	Wassermenge: Durchschnitt (m ³ /s)	Wassermenge: Maximum (m ³ /s)	negative Cluster- Ionen: Durchschnitt (Ionen/cm ³)	negative Cluster- Ionen: Maximum (Ionen/cm ³)	negative Cluster- Ionen: Wf/Ref
Krimml	140 (380)	5,1	17,5	16.581	27.540	36
Stuiben	150 (300)	1,6	2	43.913	54.359	80
Bad Gastein	50 (310)	1,83	6,8	24.748	31.606	32
Gartl	50 (100)	0,6	0,9	42.660	57.510	51
Möll (künstlich)	5	1,33	4,66	3.294	6.251	11
Vantaa (künstlich)	10	11.11.05: 11 m ³ /s 18.11.05: 23 m ³ /s		11.11.05: 1.430 Ionen/cm ³ 18.11.05: 2.080 Ionen/cm ³		2,4 2,1

Die Höhen beziehen sich auf die Fallstufe, neben welcher die Messungen durchgeführt wurden (in allen Fällen die unterste Fallstufe); die Kompletthöhen der Wasserfälle wurden dazu in Klammern angegeben. Beim Wasserfall am Fluss Möll handelt es sich um eine künstliche Kaskade, zudem wurde auch die im Abschnitt 4.5.2 vorgestellten Messungen von LAAKSO et al. (2007) an einer Kaskade am Fluss Vantaa in Tabelle 4.5-1 gelistet. Hier wurden die Durchschnittswerte der Fließmengen und Cluster-Ionen-Konzentrationen an beiden Messtagen separat angegeben. Am Tag mit der niedrigeren Fließmenge (11. November 2005) wurden sowohl nahe der Kaskade als auch am Referenzpunkt niedrige cluster-Ionen-Konzentrationen gemessen; für diesen Tag resultierte ein leicht höheres Verhältnis Wf/Ref.

Die Daten in Tabelle 4.5-1 sind hier nur als beispielhaft für die Größenordnung der Ionenkonzentrationen zu verstehen: Die Absolutwerte hängen kritisch von der genauen Positionierung des Messgeräts ab. In allen Fällen wurde das Messgerät so dicht wie möglich zum jeweiligen Wasserfall aufgestellt. Speziell beim Krimmler Wasserfall befand sich dieser nächstmögliche Aufstellort erst in etwa 90 Metern Entfernung, während man sich dem Gartlwasserfall auf weniger als 30 Meter nähern konnte. Zum Krimmler Wasserfall bemerkten die Autoren, dass dieser im Vergleich zu den anderen Fällen offenbar überproportional viele größere Aerosole erzeugte: die Messgeräte wurden wesentlich schneller nass als in der Nähe der anderen Fälle. Damit sollte die Wirkung der Aerosole als Ionensenke hier auch stärker sein als nahe den anderen Wasserfällen. KOLARŽ et al. (2012) listen als weitere möglicherweise relevante Faktoren zudem die Oberfläche, auf welche das fallende Wasser auftrifft (Felsen an den natürlichen Fällen, die Wasseroberfläche an den künstlichen Kaskaden), und die Topographie.

Die künstliche Kaskade am Fluss Vantaa übertraf die Alpen-Wasserfälle einerseits deutlich hinsichtlich der Fließmenge (mit Ausnahme von Krimml), sie hatte dafür eine wesentlich geringere Höhe (mit Ausnahme der niedrigen, ebenfalls künstlichen Kaskade im Fluss Möll). Am Fluss Vantaa wurden wesentlich niedrigere Konzentrationen negativer Cluster-Ionen gemessen als an den natürlichen Alpen-Fällen; selbst die Kaskade am Fluss Möll lieferte höhere Werte (aber auch hier kann der Unterschied einfach auf den jeweiligen Entfernungen zur Kaskade oder den Windverhältnissen beruhen).

Für positive Cluster-Ionen wurden die Konzentrationen ebenfalls gemessen, es ergaben sich jedoch niedrigere Werte und vor allem weniger Variationen von Wasserfall zu Wasserfall (deshalb erfolgte keine Aufschlüsselung in Tabelle 4.5-1. Die Werte sind in Tabelle 9.3-5 im Abschnitt 9.3.3 enthalten): die Konzentrationen positiver Cluster-Ionen lagen im Durchschnitt zwischen 1.000 und 2.200 Ionen/cm³. Selbst bei der künstlichen Kaskade im Fluss Möll wurden etwa zweimal so viel negative wie positive Cluster-Ionen

detektiert, an den natürlichen Fällen lag das durchschnittliche Verhältnis negativer zu positiver Ionen zwischen 16 (Krimml) und 24 (Gartl). Am Fluss Vantaa wurden an einem der beiden Mess-Tage nur 390, am anderen Tag 880 positive Cluster-Ionen pro cm^3 gemessen, das Verhältnis negativer zu positiver Cluster-Ionen lag somit einmal bei 3,7, einmal bei 2,4. Das Verhältnis der positiven Cluster-Ionen in Wasserfallnähe zu denen am Referenzpunkt (Wf/Ref) lag bei den Alpen-Fällen überall zwischen 2 und 3, am Fluss Vantaa hingegen bei 0,5-0,9 (d.h. hier lagen die Konzentrationen positiver Cluster-Ionen nahe der Kaskade unter denen am Referenzpunkt, was auf die Wirkung der erzeugten Partikel als Ionensenke zurückgeführt wurde).

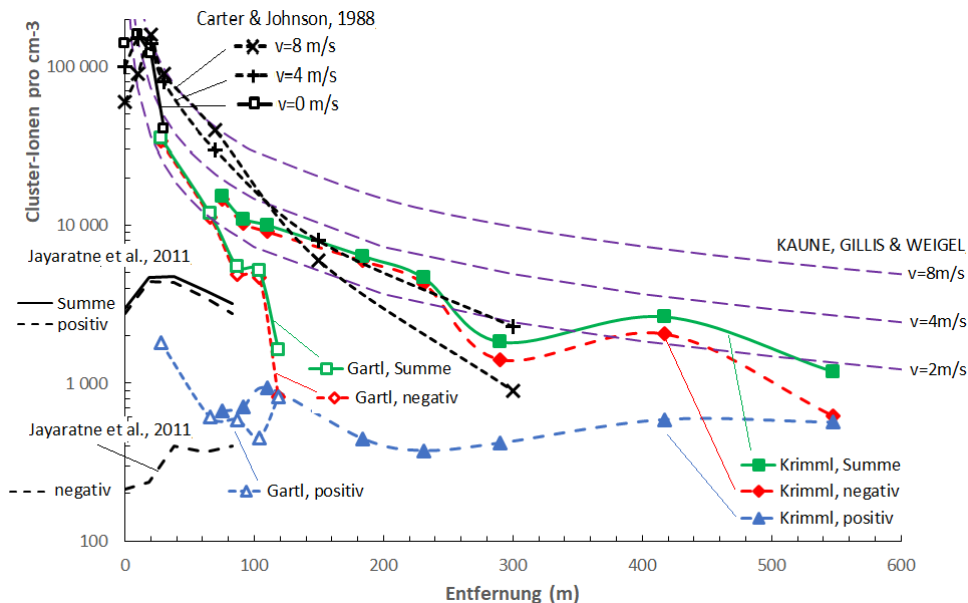


Abbildung 4.5-2: Cluster-Ionen als Funktion der Entfernung vom Krimmler Wasserfall und vom Gartlfall KOLARŽ et al. (2012) sowie von Hochspannungsleitungen (JAYARATNE, LING & MORAWSKA 2011; CARTER & JOHNSON 1988). Dazu die theoretisch erwarteten Maximalwerte für die Cluster-Ionen-Konzentration (unter Annahme einer unipolaren Ionenwolke) laut Näherung (2.1-2) von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a).

Neben diesen Messungen über einen längeren Zeitraum in der kürzesten möglichen Entfernung vom Wasserfall führten KOLARŽ et al. (2012) an zwei ausgewählten Wasserfällen auch abstandsabhängige Messungen der Cluster-Ionen-Konzentrationen durch. Abbildung 4.5-2 zeigt die Ergebnisse für den Krimmler Wasserfall (volle Symbole) und den Gartlwasserfall (offene Symbole). Dargestellt sind die Konzentrationen für negative (rote Karos) und positive (blaue Dreiecke) Ionen sowie die Summe aus beiden (grüne Quadrate). Die Konzentration positiver Cluster-Ionen ist um mehr als eine Größenordnung kleiner als die der negativen Ionen, und zeigt im Unterschied zu dieser keine eindeutige Abhängigkeit von der Entfernung. Zusätzlich dargestellt sind die folgenden Vergleichswerte. Cluster-Ionen windabwärts einer 275-kV-Wechselspannungsleitung, gemessen von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) bis zu einer Entfernung von etwa 100 m (auch hier Darstellung der Konzentrationen positiver und negativer Ionen, gestrichelte Linien, sowie der Summe aus beiden, durchgezogene Linie. Hier dominierten positive Cluster-Ionen), sowie die Konzentration negativer Cluster-Ionen windabwärts einer monopolen -500-KV-HGÜ-Testleitung, gemessen von CARTER & JOHNSON (1988) bei Windgeschwindigkeiten rechtwinklig zur Leitung von 4 m/s (stehende Kreuze) bzw. 8 m/s (liegende Kreuze). Gezeigt wurden schließlich die theoretisch erwarteten Maximalwerte für die Cluster-Ionen-Konzentration (unter Annahme einer unipolaren Ionenwolke) laut KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a), berechnet mittels Näherung (2.1-2) für Windgeschwindigkeiten von 2, 4 und 8 m/s (gestrichelte schwarze Linien).

Die Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) gilt nicht nur spezifisch für Hochspannungsleitungen. Gleichung (2.1-1) und damit die in Abbildung 4.5-2 verwendete Näherung (2.1-2) wurde unter den folgenden Annahmen hergeleitet: Es wurde eine aus einer Ionenquelle emittierte unipolare Ionenwolke angenommen, wobei die Ionendichte an der Quelle unendlich hoch ist. Es sollen keine Cluster-Ionen verlorengehen (durch Anlagerung an Partikel, Vegetation etc.) und die Luft soll keiner turbulenten Vermischung unterliegen. D.h. die Vergrößerung des Querschnitts der Ionenwolke mit wachsender

Entfernung geschieht ausschließlich aufgrund der elektrischen Abstoßung zwischen den Ionen. In der Näherung (2.1-2) wurde zudem angenommen, dass die Ionenwolke sich exakt mit Windgeschwindigkeit von der Quelle wegbewegen, d.h. die zusätzliche abstoßende Wirkung des elektrischen Feldes um die Hochspannungsleitung wird vernachlässigt; bei Wasserfällen ist ein derartiges Feld ohnehin nicht vorhanden. Die (bei Wasserfällen nicht exakt festgelegte) Höhe der Quelle über dem Boden wurde in der Näherung (2.1-2) ebenfalls vernachlässigt. Damit ist eine Anwendbarkeit dieser Theorie auf Wasserfälle prinzipiell gegeben, und Abbildung 4.5-2 zeigt in der Tat einen ähnlichen Verlauf für die Konzentrationen der dominierenden negativen Cluster-Ionen (und als Konsequenz auch für die Summe der Konzentrationen beider Polaritäten) und den Erwartungen von Gleichung (2.1-2). Auch die Messungen in unmittelbarer Nähe des Gartlfalls (hier konnte das Messinstrument näher an den Wasserfall gebracht werden als am Krimmler Fall) passen dazu, d.h. in unmittelbarer Wasserfallnähe unterscheiden sich die Konzentrationen negativer Cluster-Ionen (und damit auch die Summe der Ionen beider Polaritäten) zwischen beiden Wasserfällen nicht dramatisch, obwohl laut Tabelle 4.5-1 die durchschnittliche Fließmenge am Krimmler Fall fast 10-mal so groß ist wie am Gartlfall, zwischen den maximalen Fließmengen liegt sogar ein Faktor 20. Die Konzentrationen am Gartlfall fallen allerdings sehr schnell ab, während die Ionen des Krimmler Falls in wesentlich größere Entfernungen getragen werden.

Abbildung 4.5-2 zeigt zum Vergleich auch die gemessenen Cluster-Ionen-Konzentrationen windabwärts von Hochspannungsleitungen. Die von CARTER & JOHNSON (1988) bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten gemessenen Cluster-Ionen-Konzentrationen windabwärts einer monopolen 500-KV-HGÜ-Testleitung (welche überdies zur Maximierung des Korona-effekts speziell präpariert wurde) überschreiten in Abständen kleiner als etwa 100 Meter teilweise die erwarteten Maximalwerte laut Näherung (2.1-2) bei Windgeschwindigkeiten rechtwinklig zur Leitung von 4 bzw. 8 m/s. Dies ist jedoch nach der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) ausdrücklich zulässig, wenn im Nahbereich der Leitungen die elektrischen Feldkräfte nicht vernachlässigt werden können. Spätestens in etwa 150 Metern Entfernung fallen die Werte dann aber unter die theoretischen Maxima, und sie unterschreiten nun auch die am Krimmler Wasserfall gemessenen Ionen-Konzentrationen. Die von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) gemessenen Cluster-Ionen-Konzentrationen windabwärts einer kommerziellen Wechselspannungsleitung (110-330 kV) an einem Standort mit starker positiver Korona-Aktivität liegen hingegen deutlich unter den laut der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) zulässigen Maximalwerten entsprechend Näherung (2.1-2), was damit erklärbar ist, dass die besonderen Bedingungen nahe von Wechselspannungsleitungen (zeitlich oszillierende elektrische Felder und alternierende Emission von Ionen der jeweils anderen Polarität) das Erreichen der Maximalwerte effektiv verhindern. Gleichzeitig unterschreiten die von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) gemessenen Werte auch deutlich die Werte vom Krimmler Fall oder vom Gartlfall (jeweils im gleichen Abstand von der Ionenquelle gemessen). Man kann also feststellen, dass Wasserfälle durchaus Wolken aus Cluster-Ionen erzeugen können, welche die Ionenkonzentrationen windabwärts von Wechselspannungsleitungen an Intensität deutlich überschreiten, und selbst vergleichbar sind mit den Ionen-Konzentrationen, welche in Extremfällen windabwärts von HGÜ-Leitungen gemessen wurden.

Auch der Unterschied zwischen den Konzentrationen von Cluster-Ionen beider Polaritäten kann sowohl nahe von Hochspannungsleitungen als auch von Wasserfällen sehr groß ausfallen (wobei bei Wasserfällen stets negative Ionen dominieren, während dies bei Wechselspannungsleitungen von Fall zu Fall unterschiedlich ist und bei Gleichspannungsleitungen von der Polarität der Leitung abhängt. Für eine mögliche gesundheitliche Wirkung ist laut allen existierenden Hypothesen irrelevant, welche der beiden Polaritäten dominiert). Wie oben dargelegt, lagen die in Wasserfallnähe gemessenen Verhältnisse negativer zu positiver Cluster-Ionen zwischen 2 (Möll) und 24 (Gartl). Zum Vergleich: aus den Daten von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) in 20 Metern Entfernung einer Wechselspannungsleitung (in dieser Entfernung wurde die maximale Konzentration positiver Cluster-Ionen gemessen) ergab sich ein maximales Verhältnis positiver zu negativer Cluster-Ionen von etwa 19. Im Fall der Messungen von CARTER & JOHNSON (1988) ist das Verhältnis nicht bekannt, es dürfte jedoch vor allem in unmittelbarer Leitungsnähe sehr hoch gewesen sein: an dieser monopolen HGÜ-Leitung wurden nur negative Korona-Ionen emittiert, während positive Ionen hier nur dem Hintergrundluft entstammen sollten (SUDA & SUNAGA (1995) wiesen allerdings auf den sogenannten Erd-Korona-Effekt hin, siehe Abschnitt 3.3.3. Dieser würde unter den gegebenen Umständen

zur zusätzlichen Entstehung positiver Ionen führen, aber selbst dann ist von einem sehr hohen Verhältnis negativer zu positiver Ionen auszugehen). CARTER & JOHNSON (1988) maßen deshalb nur die Konzentrationen negativer Cluster-Ionen.

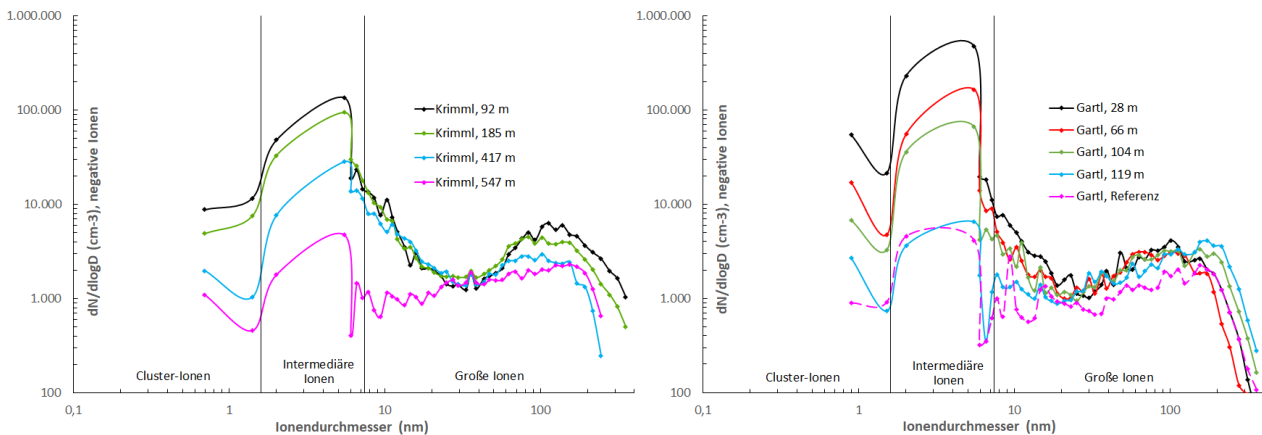


Abbildung 4.5-3: KOLARŽ et al. (2012): Größenverteilung negativer Ionen in verschiedenen Abständen vom Krimmler Wasserfall und vom Gartlfall. Zur besseren Orientierung wurden die Datenpunkte mit Linien verbunden.

Abbildung 4.5-3 zeigt die von KOLARŽ et al. (2012) gemessenen Ionen-Größenverteilungen in verschiedenen Entfernungen vom Krimmler Wasserfall (links) und vom Gartlfall (rechts). Die Messung erfolgte dabei nur für negative Ionen über den Größenbereich von 0,6 bis 400 nm, allerdings mit zwei separaten Geräten. Der Bereich von 2,3-5,3 nm wurde von keinem der Geräte abgedeckt, d.h. der in Abbildung 4.5-3 dargestellte Peak im Bereich der Intermediären Ionen ist ggf. in der Realität noch etwas höher. Beim Vergleich der Absolutwerte ist zu beachten, dass am Krimmler Fall die Aufstellung des Messgeräts erst ab einer Entfernung von 92 m möglich war, während am Gartlfall auch schon in 28 und 66 Meter Entfernung gemessen wurde (ein Direktvergleich der Größenverteilungen an beiden Wasserfällen wird in Abbildung 4.8-1 im Abschnitt 4.8.1 gezeigt).

KOLARŽ et al. (2012) übernahmen die Ionendefinition von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000), d.h. Intermediäre Ionen umfassen den Bereich von 1,6-7,4 nm. Die Dreiteilung der Verteilung in Cluster-, Intermediäre und Große Ionen ist hier sehr ausgeprägt; auch zwischen den beiden letzteren Ionenarten ergibt sich ein deutlicher Konzentrations-Unterschied. Gemeinsam ist für beide Wasserfälle zudem, dass die Konzentrationen oberhalb eines Durchmessers von etwa 200 nm rapide abnehmen.

Anm.: Die Ionen wurden eigentlich nach ihrer Mobilität klassifiziert; die Umrechnung auf Ionendurchmesser erfolgte unter der Annahme, dass alle Ionen nur eine einfache Ladung tragen. Sofern in der Realität auch Ionen mit Mehrfachladung existieren, würden diese irrtümlich einem kleineren Durchmesser zugeordnet. Der hieraus resultierende Fehler sollte aber nur am rechten Rand der Größenverteilung eine Rolle spielen (der relative Anteil von Mehrfachladungen steigt mit wachsendem Partikeldurchmesser), d.h. in der Realität verläuft der Konzentrationsabfall mit wachsendem Durchmesser ggf. noch schneller als dargestellt.

Am Krimmler Fall lagen die Konzentrationen für Ionen mit Durchmesser von einerseits kleiner als 20 nm und andererseits größer als 50 nm deutlich über der Referenz (hier: die Messung in 547 m Entfernung), wobei die Konzentrationen in beiden Bereichen mit wachsender Entfernung zum Wasserfall abnehmen. Beim Gartlfall (hier erfolgte die Referenzmessung mehrere Kilometer talabwärts im nächsten Dorf) sind die Unterschiede nicht ganz so ausgeprägt, und bei Ionen größer als etwa 150 nm nehmen die Konzentrationen mit wachsender Entfernung vom Wasserfall sogar zu; dies wäre mit der Aufnahme von Cluster-Ionen durch Partikel dieser Größe erklärbar.

Abbildung 4.5-4 zeigt die Konzentration geladener Partikel als Funktion des Abstands von Wasserfällen bzw. Hochspannungsleitungen. Aus den in Abbildung 4.5-3 gezeigten von KOLARŽ et al. (2012) gemessenen Größenverteilungen wurde die Konzentration negativ geladener Partikel ermittelt, getrennt für den Krimmler Fall (dunkelblau) und den Gartlfall (hellblau) und getrennt für negativ geladene Partikel kleiner als 2 nm (gestrichelte Linien, offene Karos) und größer als 5 nm (durchgezogene Linien, volle Dreiecke). Wie

oben erwähnt, wurde der Bereich von 2,3-5,3 nm von den eingesetzten Messgeräten nicht abgedeckt). Auch hier wurden (wie in Abbildung 4.5-2 für die Cluster-Ionen) zum Vergleich gemessenen Partikel-Ladungskonzentrationen windabwärts von Hochspannungsleitungen dargestellt: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) maßen die Netto-Konzentration der Partikel-Ladungen windabwärts einer 275-kV-Wechselspannungsleitung (2 nm-5 µm, hier dominierten positive Ladungen. Stehende Kreuze). CARTER & JOHNSON (1988) maßen die Netto-Raumladung windabwärts einer monopolar negativen 500-kV-HGÜ-Testleitung (Liegende Kreuze. Ladungen pro Volumen ohne Begrenzung des Durchmesserbereichs; eine untere Begrenzung ergab sich dadurch, dass hochmobile Cluster-Ionen vom Eindringen in den Mess-Raum abgeschirmt wurden).

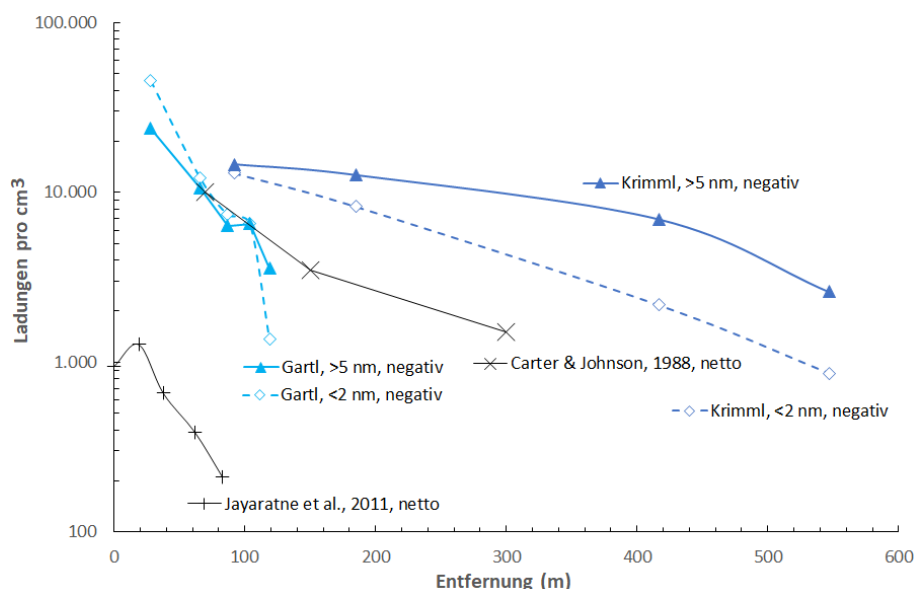


Abbildung 4.5-4: Geladene Partikel als Funktion der Entfernung vom Krimmler Wasserfall und vom Gartlfall (KOLARŽ et al. 2012) sowie von Hochspannungsleitungen (JAYARATNE, LING & MORAWSKA 2011; CARTER & JOHNSON 1988). Zur besseren Orientierung wurden die Datenpunkte mit Linien verbunden.

Auch laut Abbildung 4.5-4 werden die geladenen Partikel im Umfeld des stärkeren Wasserfalls (Krimml) wesentlich weiter in die Umgebung getragen als am Gartlfall, im unmittelbaren Umfeld der Wasserfälle sind die Konzentrationen allerdings vergleichbar. Die Konzentrationen geladener Partikel größer als 5 nm im Nahbereich des Gartlfalls entsprechen etwa den Ergebnissen der Raumladungs-Messungen von CARTER & JOHNSON (1988) windabwärts einer 500-kV-HGÜ, und die Werte im Umfeld des Krimmler Wasserfalls lagen sogar deutlich über den Werten von CARTER & JOHNSON (1988). Die Werte von : JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011), gemessen windabwärts einer eher typischen Hochspannungsleitung (wenn auch mit überproportional starker Korona-Aktivität) hingegen bleiben um mehr als eine Größenordnung unter sowohl den Wasserfallwerten als auch den Werten von CARTER & JOHNSON (1988).

Aus Abbildung 4.5-4 folgt somit, dass geladene Partikel um Umfeld der hier betrachteten Wasserfälle eine größere Rolle spielen als im Umfeld von Hochspannungsleitungen, selbst wenn mit Extremfällen wie der speziell präparierten HGÜ-Testleitung von CARTER & JOHNSON (1988) verglichen wird. Als kleine Einschränkung muss darauf hingewiesen werden, dass bei den Wasserfällen die Konzentrationen geladener Partikel oberhalb von 200 nm rapide abnahm (Abbildung 4.5-3). Bei Hochspannungsleitungen hängt die Partikelgrößenverteilung vom Standort ab (z.B. ländlich oder urban), die Leitung hat keinen Einfluss auf die Größenerteilung. D.h. hier wäre es im Grunde möglich, dass im Bereich von Partikeln größer als 200 nm im Umfeld von Hochspannungsleitungen doch mehr geladene Partikel windabwärts von Hochspannungsleitungen auftreten als an diesen Wasserfällen. Unabhängig davon besteht nach der gängigen Hypothese (siehe Abschnitt 5.2.2) der mögliche Gesundheitseffekt von Partikelladungen darin, dass die Ladungen die Depositionswahrscheinlichkeit in Lunge und Atemtrakt erhöhen. Welche genaue Wirkung die deponierten Partikel dort entfalten, hängt jedoch von deren genauer physikalischer, chemischer und ggf. biologischer Beschaffenheit ab. Und hier ist bei Wasserfällen, wo die Partikel im Wesentlichen aus Wasser bestehen, eher keine negative Wirkung zu erwarten, während die

Partikelzusammensetzung im Fall von Hochspannungsleitungen vom genauen Standort abhängt. Es bestehen einige Studien, welche eine positive gesundheitliche Wirkung von Wasserfällen vorschlagen, hier ist aber unklar, ob tatsächlich die Ladung einen Kausalbeitrag liefert, siehe dazu Abschnitt 4.5.1.

4.6 Messungen nahe sonstiger natürlicher Ionenquellen

LEE & AHN (2017) gelang es bei Experimenten in Südkorea, die Ladung atmosphärischer Partikel während mehrerer Gewitter zu messen. Das Messgerät konnte ein Spektrum geladener Partikel mit Mobilitäten von etwa $3,9 \cdot 10^{-8}$ bis $1,0 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ aufnehmen; unter der Annahme einfach geladener Partikel entspricht dies Durchmessern von 80 nm bis 200 nm (in der Praxis können auch mehrfach geladene größere Partikel zum Spektrum beigetragen haben, dazu können jedoch keine genaueren Aussagen getroffen werden). Während dieser Ereignisse verschob sich das Verhältnis positiver und negativer Partikelladungen, welches normalerweise nahe bei 1 liegt, auf bis zu 5 oder 0,2, je nach Polarität des Blitzes. Die maximale Verschiebung scheint dabei weitestgehend unabhängig sowohl von der Polarität als auch der Stärke der Blitze zu sein: bei starken Blitzen treten starke Verschiebungen zwar häufiger auf, sie wurden aber generell auch bei Blitzen geringer Stärke durchaus erreicht. Die Verschiebung erschien dabei oberhalb eines Partikeldurchmessers von 120 nm relevant zu werden und nahm mit wachsendem Partikeldurchmesser immer weiter zu (dies entspricht der theoretischen Erwartung, dass die Wahrscheinlichkeit der Aufnahme Ladung mit dem Partikel-Durchmesser steigt).

Im Zusammenhang mit Gewittern wird das sogenannte Gewitterasthma beobachtet, welches dadurch ausgelöst wird, dass beim Herannahen des Gewitters Pollen angesaugt werden und dann gehäuft in Bruchstücken niedergehen. Als das bisher schwerste Ereignis dieser Art gilt die Situation am 21. November 2016 in Melbourne, Australien. Als Hauptverursacher gelten hier die Pollen des Weidelgrases, *Lolium perenne*; bei Regen oder hoher Luftfeuchtigkeit platzen die Pollen auf und es entstehen etwa 2-5 μm große Bruchstücke. Der September 2016 war ungewöhnlich feucht; im Ergebnis kam es in der weiteren Umgebung zum überdurchschnittlichen Graswachstum im Oktober und November. Der 21. November 2016 war der erste heiße Tag des Sommers 2016-17. Die Pollenkonzentrationen in der Luft stiegen auf Extremwerte (bis zu 171 cm^{-3} in Teilen Melbournes). Gegen 18 Uhr ging ein Gewitterregen nieder, die Luftfeuchtigkeit stieg von zuvor 20% auf etwa 80% und blieb auch in den folgenden Stunden hoch. Die nächsten 5-6 Stunden stellten für die lokalen Rettungsdienste eine Extremsituation dar: es kam es zu etwa 7-mal mehr medizinischen Notrufen als sonst, in der Peak-Viertelstunde etwa ein Anruf je 4,5 s. Etwa zwei Drittel der Notrufe betrafen Atemprobleme. 10 Menschen starben. Die Hypothese, dass auch die aufgenommene Partikelladung eine Rolle spielte, wurde durch REDMAYNE (2018) vorgeschlagen, die hauptsächlich Studien zu diesem Ereignis (VICTORIA 2017; THIEN et al. 2018) gehen aber eher davon aus, dass einfach die Menge der Pollenbruchstücke in der Luft als Erklärung für die Schwere dieses Ereignisses genügt. Bei Partikelgrößen um 2-5 μm , welche hier relevant sind, hat die Partikelladung nur noch bei sehr niedrigen Atemluft-Flüssen (etwa bei schlafenden Personen) einen signifikanten Einfluss auf die Deposition, und dies auch nur bei ausreichend hohen Ladungszahlen, siehe die im Abschnitt 5.4.2 vorgestellte Modellstudie von KOULLAPIS et al. (2016).

Partikelaufloadungen spielen auch im Zusammenhang mit Vulkanausbrüchen eine Rolle: in der Aschewolke findet eine Ladungstrennung statt, welche im Extremfall sogar Blitze erzeugen kann. Eine eventuell damit verbundene Schadenswirkung ist offensichtlich vernachlässigbar gegenüber der Schadenswirkung eines Vulkanausbruchs an sich (MATHER & HARRISON 2006).

4.7 Messungen nahe sonstiger technischer Ionenquellen

4.7.1 Industrieschornsteine

JONES & JENNINGS (1977) untersuchten die Ladungsemissionen eines 120 Meter hohen Industrieschornsteins, welcher mit einem elektrostatischen Filter ausgestattet war. Dieser Filter bewirkt die negative Aufladung von Partikeln, wobei vor allem die größeren davon wie beabsichtigt im Filter abgeschieden werden, kleinere aber eben auch im geladenen Zustand den Schornstein verlassen. Diese Arbeit von JONES & JENNINGS (1977) besitzt auch Bedeutung für die Theorie, da hier die

Querschnittsverbreiterung der Rauchfahne quer zur Ausbreitungsrichtung sowie die im Umfeld dieser Rauchfahne entstehenden elektrischen Felder theoretisch hergeleitet werden. Unter Nutzung dieser Theorie, und des 160 m windabwärts des Schornstein am Boden gemessenen Feldes von 4,9 kV/m, ermittelten JONES & JENNINGS (1977) eine Ladung pro Einheitslänge (d.h. pro Längensegment der Rauchfahne) von $1,82 \cdot 10^{-5}$ As/m. Gleichzeitig nahmen sie auf Basis diverser Daten an, dass der Schornstein etwa $6,6 \cdot 10^9$ Partikel pro Sekunde ausstieß, deren durchschnittlicher Durchmesser 15 μm betrug. Bei einer Windgeschwindigkeit von 5 m/s ergab dies eine Emission von etwa $5,7 \cdot 10^{14}$ Ladungen pro Sekunde, d.h. jedes einzelne Partikel trug im Durchschnitt etwa 86.000 Ladungen oder $1,4 \cdot 10^{-14}$ As. Mit zunehmender Entfernung x vom Schornstein reduziert sich die Ladung pro Einheitslänge um den Faktor $e^{-x/D}$. JONES & JENNINGS (1977) ermittelten, ebenfalls auf Basis der am Boden gemessenen elektrischen Felder, einen Wert von $D \approx 1$ km bis in eine Entfernung von etwa 1 km, danach erfolgt die Reduktion langsamer mit $D \approx 2$ km. Einflüsse der Rauchfahne auf das natürliche elektrische Feld waren noch in bis zu 9 km Entfernung von diesem Schornstein nachweisbar; bei Annahme $D=1$ km bis 1 km und $D=2$ km danach würden sich in dieser Entfernung noch 580 Ladungen pro Partikel wiederfinden (sofern die Anzahl Partikel pro Längensegment der Rauchfahne gleich blieb. Falls diese sich reduziert haben sollte, etwa durch turbulente Luftbewegungen, erhöht dies die Anzahl Ladungen pro Partikel sogar, welche notwendig sind, um dieselbe Ladung pro Einheitslänge zu erreichen). Zum Vergleich: Für Partikel mit Durchmesser 15 μm ergeben sich im Gleichgewicht bei einem Asymmetrie-Verhältnis $\chi=0,8$ oder 1,25 gerade einmal 29 Nettoladungen pro Partikel (siehe Abschnitt 3.1 zur Berechnung). D.h. auch in dieser Entfernung vom Schornstein befanden sich die Partikel demnach noch weit entfernt vom Gleichgewicht (vorausgesetzt, die Annahmen von JONES & JENNINGS (1977) zu Partikelanzahl und -größe waren korrekt). Die für die Rauchfahne angenommenen Partikelladungen dürften die windabwärts von Hochspannungsleitungen vorkommenden Partikelladungen erheblich übersteigen, und es stellt sich die Frage, ob ein Teil davon, wenn auch mit bereits stark reduzierter aber ggf. immer noch hoher Ladungszahl, den Erdboden erreicht.

Direkte Messungen der Partikelladung, sei es innerhalb der Rauchfahne oder auch am Erdboden, erfolgten im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht. Auch generell hat das Thema der Ladungen in industriellen Emissionen in der Literatur sehr wenig Aufmerksamkeit gefunden.

4.7.2 Kopierer und Laserdrucker

Laserdrucker und Kopierer, gemeinsam auch als Toner-basierte Druckgeräte (*toner-based printing equipment*, TPE) bezeichnet, emittieren Nanopartikel und diverse andere Stoffe. Die Quantifizierung dieser Emissionen und die Abschätzung daraus möglicherweise resultierender gesundheitlicher Risiken war und ist Gegenstand zahlreicher Untersuchungen; für neuere Reviews zum Thema sei auf PIRELA et al. (2017) und GU, KARRASCH & SALTHAMMER (2020) verwiesen. Beide Reviews vermelden aber nur eine Studie, welche speziell die Emission geladener Partikel durch einen individuellen Laserprinter quantifizierte: JAYARATNE et al. (2012), siehe unten.

Laserdrucker erzeugen primär sehr hoch beladene Partikel, wie JIANG & LU (2010) in einer Laborstudie ermittelten. Insgesamt 4 verschiedene Modelle wurden in einer 0,4 m³ großen Testkammer aufgestellt und bedruckten eine größere Anzahl Papierblätter. Die Kammer wurde von gefilterter Luft durchströmt. Die Abluft wurde in einen Behälter mit deionisiertem Wasser geleitet. Durch anschließendes Verdampfen des Wassers wurden Partikelpollen gewonnen, von welchen mittels Rasterelektronenmikroskop die Oberflächenladung bestimmt wurde. JIANG & LU (2010) fanden negativ geladene Partikel. Die Spannweite der in den verschiedenen Proben gefundenen Partikelladungen reichte von $1,0 \cdot 10^{-18}$ bis $2,7 \cdot 10^{-16}$ C (etwa 6 bis 1.700 Elementarladungen). Zum Vergleich gaben die Autoren an, dass ein 80-nm-Partikel theoretisch bis zu $1,6 \cdot 10^{-16}$ C oder etwa 1.000 Elementarladungen tragen könnte; bei noch höherer Beladung käme es zur Korona-Entladung und die Partikel würden einen Teil ihrer Ladung wieder abstoßen. Die meisten, wenn auch nicht alle untersuchten Partikel lagen unter diesem Limit. Die mittleren Partikel-Oberflächenladungen je Drucker lagen zwischen 4,2 und $6,1 \cdot 10^{-17}$ C, dies entspricht 260-380 Elementarladungen pro Partikel.

Derartig hochbeladene Partikel konnten allerdings nur unter diesen speziellen Laborbedingungen gefunden werden: In einer realen Umgebung würden sie sehr schnell entweder an Oberflächen absorbiert oder durch in der Luft immer vorhandene positive Cluster-Ionen zumindest teilneutralisiert werden. JAYARATNE et al.

(2012) führten ein ähnliches Experiment durch (hier war die Kammer etwa 1 m^3 groß), anstelle der mikroskopischen Untersuchung maßen sie jedoch einfach die Konzentrationen von Partikeln im Allgemeinen und von geladenen Partikeln im Besonderen in der Testkammer. Es ergaben sich insgesamt $0,4\text{-}3,1 \cdot 10^9$ Partikel pro bedruckte Seite, der Mediandurchmesser am Ende des Druckprozesses lag bei 46 nm . Nur etwa 1% aller Partikel ($0,6\text{-}6,9 \cdot 10^7$ Partikel pro bedruckte Seite) waren geladen, im Unterschied zu den Befunden von JIANG & LU (2010) überwog zudem die positive Polarität.

Eine Studie zu geladenen Partikeln unter realen Bedingungen wurde durch HAN, KIM & HONG (2011) durchgeführt. Die Messgeräte wurden dabei in realen Copy Shops in der Raummitte in etwa $1,20\text{-}1,50\text{ m}$ Höhe angebracht, dies entspricht etwa der Höhe, in welcher die Angestellten die Luft einatmen. Als Standorte wurden die 10 Copy Shops ausgewählt, welche laut einer Business-Statistik das höchste Kopiervolumen Südkoreas aufwiesen (es handelte sich um Copy Shops in der Nähe von Universitäten). Die Anzahl Kopiergeräte pro Laden lag zwischen 4 und 7. In jedem Laden wurde über 8 Stunden die Konzentrationen geladener Partikel ($2\text{ nm} - 5\text{ }\mu\text{m}$) im Innenraum gemessen. Die Kopierer erzeugten (in Übereinstimmung mit JAYARATNE et al. (2012) überwiegend positive Partikel: Im Laden mit der höchsten Partikelladungs-Konzentration lagen die Konzentrationen positiver Partikelladungen um den Faktor 60 über den Konzentrationen negativer Partikelladungen, im Laden mit der niedrigsten Partikelladungs-Konzentration hingegen nur um den Faktor 2,5 und in einem Kontrollraum ohne Kopierer um den Faktor 1,5. Die Tagesdurchschnittswerte pro Laden variierten zwischen 240 und $4.000\text{ Ladungen/cm}^3$, im Laden mit der höchsten mittleren Konzentration lagen 25% der im 10-Sekunden-Takt gemessenen Werte über $5.000\text{ Ladungen/cm}^3$ und es wurden Spitzenwerte von über $9.000\text{ Ladungen/cm}^3$ erreicht (es handelt sich jeweils um die positiven Partikel-Ladungen, welche vor allem in den Läden mit hohen Konzentrationen stark dominierten). Die signifikanten Unterschiede zwischen den getesteten Läden hingen zum einen mit der Anzahl Kopierer (sowohl absolut als auch relativ zum Raumvolumen) zusammen, aber auch das tatsächliche Kopiervolumen am jeweiligen Tag spielte eine Rolle: in einem der Läden wurde die Messung über 6 Tage ausgedehnt, hier schwankten die Tagesmittelwerte zwischen 110 und $2.400\text{ Ladungen/cm}^3$.

Hier soll ein kurzer Vergleich dieser Werte mit gemessenen Werten windabwärts von Hochspannungsleitungen durchgeführt werden. $4.000\text{ Ladungen/cm}^3$ (der höchste Tages-Durchschnittswert der Kopierläden-Studie) wurde in den Messungen von CARTER & JOHNSON (1988) in einem Abstand von weniger als 150 m , und $9.000\text{ Ladungen/cm}^3$ (der Spitzenwert der Kopierläden-Studie) in einem Abstand von weniger als 70 m windabwärts einer überproportional starken Korona-Ionenquelle (500-kV-Test-HGÜ) überschritten. Die von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011) windabwärts einer typischen Wechselspannungsleitung mit allerdings überproportional starker Korona-Aktivität gemessenen Werte erreichten ein Maximum von $1.300\text{ Netto-Ladungen/cm}^3$ und blieben so deutlich unter dem höchsten Tages-Durchschnittswert der Kopierläden-Studie, andererseits überschritt dieses Maximum von $1.300\text{ Netto-Ladungen/cm}^3$ die Tagesdurchschnittswerte in immerhin 5 von 10 der untersuchten Kopierläden. In dem Kopierladen, in welchem die Messungen an 6 aufeinanderfolgenden Tagen stattfand, ergab sich ein mittlerer Tagesdurchschnitt von 840 Ladungen/cm^3 . $1.300\text{ Ladungen/cm}^3$ wurden nur an einem der 6 Tage überschritten ($2.400\text{ Ladungen/cm}^3$) und an einem Tag mit $1.100\text{ Ladungen/cm}^3$ knapp unterschritten, an den übrigen 4 Tagen ergaben sich deutlich niedrigere Werte.

Anm.: Verglichen wurden hier die Partikelladungen pro cm^3 . Mit Blick auf mögliche Gesundheitswirkungen ist ein reiner Vergleich der Partikelladungen pro cm^3 allerdings kaum aussagekräftig, er dient hier lediglich dem Vergleich der Größenordnungen. Wie im Abschnitt 5.2.2 erläutert wird, ist für die Deposition von Partikeln in Lunge und Atemtrakt die genaue Verteilung der Ladungen über das Partikelspektrum entscheidend. Ob bzw. in wie weit die in der Lunge oder im Atemtrakt deponierten Partikel dann tatsächlich eine gesundheitliche Wirkung entfalten, hängt des Weiteren entscheidend von deren physikalisch-chemischer Zusammensetzung ab – im Fall von Hochspannungsleitungen entspricht diese praktisch den typischen Zusammensetzungen in der Umgebungsluft an dem Ort, an welchem sich die Leitung befindet, in Copyshops hingegen ergibt sich eine spezielle Zusammensetzung.

Durchschnitts- und Maximalwerte der Studie von HAN, KIM & HONG (2011) sind in Tabelle 9.3-6 im Abschnitt 9.3.4 gelistet.

4.7.3 Kochen

STABILE et al. (2014) maßen die Emission sowohl von Cluster-Ionen als auch von Partikeln während verschiedener Koch-Aktivitäten an einem Gasherd (Butan/Propan). In allen Fällen wurde nach einer gewissen Aufwärmphase ein plötzlicher symmetrischer Anstieg der Konzentrationen positiver und negativer Cluster Ionen beobachtet, nach etwa 3-8 Minuten (aktivitätsabhängig) wurde ein Maximum erreicht. Etwa ab dem Zeitpunkt dieses Maximums wurde ein stetiger Anstieg der Partikelkonzentration beobachtet, welche ebenfalls nach einigen Minuten einen Peak erreichte und dann wieder abnahm. D.h. die Ionen-Emission ging der Partikel-Emission um einige Minuten voraus, und die Partikel wirkten offenbar als Ionensenke: sobald auch Partikel emittiert wurden, nahm die Konzentration der Cluster-Ionen stetig ab; in dem Moment, in welchem die Partikelkonzentration ihren Peak erreichte, war die Cluster-Ionen-Konzentration bereits wieder auf praktisch null gefallen.

Die erreichten maximalen Cluster-Ionen-Konzentration betrugen, als Summe über beide Polaritäten, etwa 17.000 cm^{-3} , wenn lediglich die Flamme auf voller Leistung brannte, etwa 1.700 cm^{-3} , wenn zusätzlich ein Topf ohne Inhalt darauf gestellt wurde, und etwa 2.300 cm^{-3} beim Braten von Speck (bei den beiden letzten Aktivitäten lag das Maximum der Partikelkonzentration mehr als eine Größenordnung höher als bei einer frei brennenden Gasflamme). Die Verhältnisse positiver zu negativer Polarität betrugen beim Maximum 0,9, 1,2 und 0,8.

Tabelle 4.7-1 listet ausgewählte Messwerte in drei verschiedenen Koch-Situationen: Gasflamme ohne aufgesetztes Kochgeschirr, Braten einer Aubergine sowie von Speck. Konkret sind die folgenden Werte gelistet: Die maximale Partikel-Konzentration, der Mediandurchmesser der (stets sehr schmalen) Partikelgrößenverteilung, der gemessene Anteil einfach positiv geladener Partikel bei diesem Durchmesser (welcher aufgrund der eher schmalen Größenverteilung als repräsentativ für die komplette Verteilung angenommen wurde; in Klammern ist der im Ladungsgleichgewicht erwartete Anteil angegeben) und die Absolut-Konzentration einfach geladener Partikel (dies ergibt sich aus maximaler Partikelkonzentration, dem Relativanteil einfach positiv geladener Partikel sowie unter der Annahme, dass beide Ladungen zu gleichen Teilen vorlagen (dies ist aufgrund des praktisch paritätischen Auftretens positiver und negativer Cluster-Ionen anzunehmen)).

Tabelle 4.7-1: Messwerte von STABILE et al. (2014) beim Kochen

Situation	Partikel/ cm^3 (Maximum)	Median-Durchmesser (nm)	Gemessener Anteil einfach positiv geladener Partikel (in Klammern: Gleichgewicht)	einfach geladene Partikel pro cm^3
Freie Flamme	$0,2 \cdot 10^6$	10	4% (4%)	$0,2 \cdot 10^5$
Braten einer Aubergine	$1,1 \cdot 10^6$	50	8% (17%)	$1,8 \cdot 10^5$
Braten von Speck	$1,4 \cdot 10^6$	100	10% (21%)	$2,8 \cdot 10^5$

Im Fall der frei brennenden Gasflamme (und auch im Fall der Hintergrundluft, d.h. vor Start der Koch-Experimente, nicht in der Tabelle angegeben) entsprach der gemessene Anteil ziemlich genau den Erwartungen für das Ladungsgleichgewicht. Wenn gleichzeitig Essen zubereitet wurde, blieb der Anteil teilweise deutlich darunter und erreichte beim Mediandurchmesser nur etwa 50% der Gleichgewichts-Erwartungen. Der Großteil der Partikel wurde offenbar im neutralen Zustand emittiert, und die Zeit reichte nicht aus, um ein Ladungsgleichgewicht zu erreichen.

Wie Tabelle 4.7-1 zeigt, wurden aufgrund der hohen absoluten Partikel-Konzentration auf dem Höhepunkt der jeweiligen Kochaktivität kurzzeitig sehr hohe absolute Partikel-Ladungskonzentrationen erreicht, obwohl der Anteil geladener Partikel stark unterdurchschnittlich ausfiel (im Vergleich zur Gleichgewichtserwartung). Insbesondere der sich beim Braten von Speck ergebende Spitzenwert von fast $3 \cdot 10^5$ Partikeln pro cm^3 übersteigt sämtliche Werte, welche sich in anderen in diesem Report dargestellten Situationen (Hochspannungsleitungen, Verkehr, Wasserfälle) ergaben, siehe die Zusammenfassung 4.8.1 für eine vergleichende Auflistung. Allerdings handelt es sich hier nur um einen in der typischen Haushaltsumgebung nur sehr kurzzeitig auftretenden Wert (in Restaurantküchen oder Imbissbuden könne ggf. auch für längere Zeit hohe Werte erreicht werden), während die Werte in den anderen genannten Fällen über längere Zeit oder überhaupt praktisch dauerhaft am jeweiligen Ort auftreten.

Die Maxima der Studie von STABILE et al. (2014) sind in Tabelle 9.3-6 im Abschnitt 9.3.4 gelistet.

4.8 Zusammenfassung

4.8.1 Ergebnisse der bisherigen Forschung

Windabwärts von Hochspannungsleitungen kann sich die Konzentration von Ionen und geladenen Partikeln im Extremfall um eine oder sogar mehrere Größenordnungen gegenüber den Hintergrundwerten erhöhen. Ziel dieses Kapitels war es, zu untersuchen, ob vergleichbare oder sogar stärkere Überhöhungen der Konzentrationen von Ionen und geladenen Partikeln auch unter anderen Umständen erzeugt werden können, sei es durch natürliche oder anthropogene Ionenquellen.

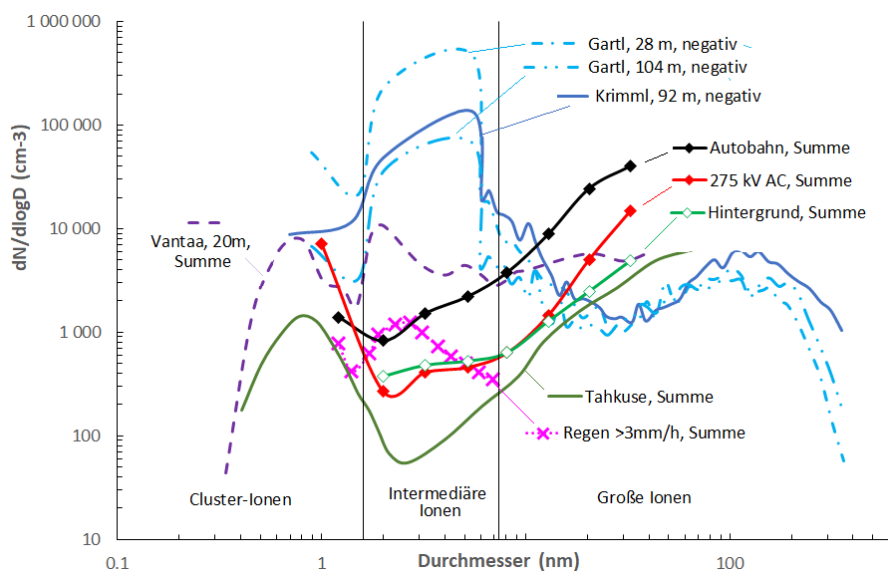


Abbildung 4.8-1: Größenverteilung geladener Partikel in verschiedenen Umgebungen aus verschiedenen Studien.

Abbildung 4.8-1 fasst mehrere in diesem Kapitel vorgestellten Ionen-Größenverteilungen in einer Abbildung zusammen (die in der Abbildung verwendete Abgrenzung zwischen Cluster- und Intermediären Ionen sowie zwischen Intermediären und Großen Ionen erfolgte gemäß der Definition von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) bei 1,6 bzw. 7,4 nm):

- Autobahn, 275 kV und Hintergrund: Messungen von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b) in der Nähe von Brisbane, Australien 2-5 m zum Fahrbahnrand einer Autobahn, 10-20 m zu 275-kV-Hochspannungsleitungen sowie im offenen Grasland. Die drei Messungen wurden mit demselben Instrument durchgeführt. Siehe Abschnitt 3.3.5. und Abbildung 3.3-7.
- Krimml und Gartl: Messungen von KOLARŽ et al. (2012) nahe zweier Wasserfälle in Österreich, siehe Abschnitt 4.5.3 und Abbildung 4.5-3.
- Vantaa: Messungen von LAAKSO et al. (2007) nahe einer künstlichen Kaskade des Flusses Vantaa (nahe Helsinki, Finnland), siehe Abschnitt 4.5.2 und Abbildung 4.5-1.

- Regen > 3 mm: Messungen von TAMMET, HÖRRAK & KULMALA (2009) bei Regen mit einer Regenmenge größer als 3 mm/h (gemessen an einer ländlichen Messstation in Finnland).
- Tahkuse: Langzeit-Messungen von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) in Tahkuse, Estland, siehe Absatz 4.2.1 und Abbildung 4.2-1. Repräsentatives Beispiel für die Hintergrund-Verteilung im ländlichen Raum.

Auffallend ist, dass offenbar zwei Standardmuster der Ionengrößenverteilung bestehen. Die „normale“ Verteilung besteht aus einem Peak im Bereich der Cluster-Ionen gefolgt von einem Minimum an der Grenze zwischen Cluster und Intermediären Ionen oder im Bereich der Intermediären Ionen und, wiederum gefolgt von einem im Wesentlichen stetigen Anstieg der Konzentrationen mit wachsendem Partikeldurchmesser im Bereich der Großen Ionen. Zwischen Intermediären und Großen Ionen besteht hier keine augenfällige Trennung. Diese Verteilung ergibt sich daraus, dass primär Cluster-Ionen entstehen (durch natürliche Quellen, durch den Korona-Effekt bei Hochspannungsleitungen, aber auch bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen in Fahrzeugmotoren). Die Höhe des Cluster-Ionen-Peaks hängt damit vom Verhältnis der Stärke der Ionenquellen zur Stärke diverser Ionensenken ab, wobei die wichtigste Senke in der Regel die Anlagerung an Partikel darstellt. Diese Partikel werden dabei (sofern sie vorher neutral waren) zu einem Intermediären oder Großen Ion, je nach Partikelgröße. Die Wahrscheinlichkeit der Ladungsaufnahme durch ein Partikel steigt mit wachsendem Partikeldurchmesser. Dies erklärt den stetigen Konzentrationsanstieg im Bereich der Intermediären und Großen Ionen; wie weit sich dieser Anstieg zu größeren Partikeln fortsetzt, hängt davon ab, wie viele Partikel im größeren Durchmesserbereich vorhanden sind. Speziell im Fall der Autobahnmessung ist die Senkenwirkung der Partikel so stark, dass Cluster-Ionen (die hier durchaus auch in großer Zahl entstehen) praktisch unmittelbar nach der Emission durch Anlagerung an Partikel neutralisiert werden und der Cluster-Ionen-Peak hier kaum noch vorhanden ist. Da auch Cluster-Ionen der Umgebungsluft durch die im Verkehr emittierten Partikel neutralisiert werden, fallen innerhalb der ersten hundert Meter um die Fahrbahn die Cluster-Ionen-Konzentrationen deshalb häufig sogar unter die typischen Umgebungs-Konzentrationen ab.

Demgegenüber steht die durch den sogenannten balloelektrischen Effekt geprägte Verteilung: beim Zerplatzen von Wassertropfen entstehen zahlreiche kleine atmosphärische Molekülcluster und Partikel (Tropfen) vor allem im Bereich <20 nm, deshalb entsteht hier ein charakteristischer Peak im Bereich der Intermediären Ionen. Die entstandenen Ionen tragen überproportional häufig eine negative Ladung, während die positive Ladung überproportional häufig im Wasser verbleibt. Positiv geladene Ionen und Partikel entstehen zwar auch, aber in geringerem Maße (s.u.). Dieser Vorgang tritt durchaus auch bei Regen auf, beeinflusst hier aber im Wesentlichen nur die Konzentration der Intermediären Ionen signifikant. Stark ausgeprägt ist der Effekt dagegen bei Wasserfällen mit hoher Fließmenge („Vantaa“, eine künstliche Kaskade an einem Fluss in Finnland) oder aber bei großer Fallhöhe („Gartl“ und „Krimml“ in den österreichischen Alpen). Die neuentstandenen Cluster-Ionen, sind auch hier hochmobil und lagern sich auch im weiteren Verlauf an die nun in größerer Menge vorhandenen Partikel (Tropfen) an. Und auch hier kann, ähnlich wie oben für Autobahnen beschrieben, die Senkenwirkung der am Wasserfall erzeugten Partikel so groß werden, dass zumindest die Konzentration der positiven Cluster-Ionen unter typische Umgebungswerte abfällt.

Auch in Abbildung 4.4-6 im Abschnitt 4.4.5 sowie in Abbildung 4.5-2 und Abbildung 4.5-4 im Abschnitt 4.5.3 erfolgte in Vergleich von Messungen aus verschiedenen Bereichen (Hochspannungsleitungen, Verkehr, Wasserfälle), dort jedoch als summarische Konzentrationen von Cluster-Ionen bzw. Partikelladungen als Funktion der Entfernung. Es kann festgestellt werden, dass Hochspannungsleitungen (sowie andere elektrische Einrichtungen, z.B. Umspannwerke) nicht die einzigen Bereiche sind, in deren Umfeld eine hohe Anzahl von Ladungen generiert werden kann. Auch in der unmittelbaren Umgebung von Wasserfällen tritt eine so hohe Konzentration geladener Partikel auf, dass die Gesamtsumme aller Ladungen pro Luftvolumen vergleichbar ist mit der Gesamtsumme wie sie im Extremfall im Umfeld von HGÜ-Leitungen gemessen wurden (bei der HGÜ-Messung von CARTER & JOHNSON (1988) wurde die Leitung, eine Testleitung in einem Institutsgelände, zum Erzeugen maximaler Korona-Effekte speziell präpariert. Die Gesamtsummen der Ladungen im Umfeld der größeren österreichischen Wasserfälle waren aber selbst mit den Werten dieser Extremmessung vergleichbar). Auch bei der Messung von Verkehrsemissionen ergaben sich zum Teil höhere Gesamtladungen als im Umfeld dieser HGÜ-Testleitung - obwohl sich die Messungen im

Verkehrsbereich Partikel kleiner als 42 nm beschränkten, (bei den HGÜ-Messungen bestand keine obere Begrenzung hinsichtlich der Partikelgröße). Siehe dazu Abbildung 4.4-6 im Abschnitt 4.4.5.

Im Folgenden werden ein paar Zahlenbeispiele gemessener Konzentrationen in absteigender Reihenfolge gelistet. Beim Vergleich der Zahlenwerte ist zu beachten, dass sich die Werte teils auf unterschiedliche Partikel-Durchmesserbereiche beziehen. In einigen Fällen lagen nur Daten für die dominierende Polarität, in anderen Fällen wiederum nur summarische Werte für beide Polaritäten zusammen vor. Zudem wurden in einigen Fällen Brutto-, in anderen Nettoladungen gemessen. Hätte man in jedem Fall dieselben Größe gemessen, würde sich die genaue Rangfolge ggf. verschieben. Zudem berücksichtigt der Vergleich nicht die Zeitdauer, über welche die gemessenen hohen Konzentrationen andauern. Ziel des Vergleichs ist in erster Linie eine Verdeutlichung der Größenordnungen:

- STABILE et al. (2014) führten diverse Koch-Experimente mit einem Küchenherd (Butan/Propan) durch. Beim Braten mit Speck ergab sich aus den gemessenen Werten eine totale Konzentration einfach geladener Partikel von etwa $2,8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$, siehe Tabelle 4.7-1 im Abschnitt 4.7.3. Beim Braten einer Aubergine ergaben sich etwas niedrigere Werte von $1,8 \cdot 10^5$ einfach geladenen Partikeln pro cm^3 . Diese extrem hohen Werte erklären sich aber in erster Linie mit der sehr hohen Absolut-Konzentration an Partikeln auf dem Höhepunkt des Bratprozesses; der relative Anteil geladener Partikel an allen Partikeln blieb sogar stark unterdurchschnittlich: Laut den Autoren entsprach der Anteil einfach geladener Partikel nur etwa der Hälfte dessen, was man im Ladungsgleichgewicht erwartet hätte (d.h. wenn von diesen hohen Emissionen ein Gesundheitsrisiko ausgeht, dann aufgrund der hohen Partikel-Konzentration an sich, nicht speziell aufgrund der geladenen Partikel). Die Partikel wurden offenbar überwiegend im neutralen Zustand emittiert und absorbierten dann zum Teil Cluster-Ionen, welche (in etwa gleicher Anzahl für beide Polaritäten) bei der Gasverbrennung entstanden, ein Ladungsgleichgewicht wurde jedoch nicht erreicht. Der beobachtete Peak dauerte nur wenige Minuten an (in Restaurantküchen oder Imbissbuden wären derartig hohe Werte allerdings auch über längere Zeit zu erwarten). Bei den meisten folgenden Fällen hingegen handelt es sich generell um länger anhaltende hohe Konzentrationen von Ionen oder geladenen Partikeln.
- CARTER & JOHNSON (1988) maßen innerhalb von 20 Metern windabwärts einer rein monopolar betriebenen und zur Maximierung des Korona-Effekts speziell präparierten HGÜ-Testleitung mit einer Spannung von 500 kV eine Konzentration negativer Cluster-Ionen von bis zu $1,6 \cdot 10^5$ Ionen pro cm^3 (dazu kommen noch positive Cluster-Ionen der Hintergrundluft und geladene Partikel beider Polaritäten; diese wurden in dieser kurzen Entfernung von der Leitung nicht gemessen, sie würden die Werte aber in jedem Fall weiter erhöhen. Siehe Abschnitt 2.3.6.
- Die Summe über die in im Abstand von 28 m vom Gartlwasserfall gemessene Ionengrößenverteilung (siehe Abbildung 4.5-3) beträgt etwa $7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Auch dieses bezieht sich nur auf negative Ladungen; ein positives Spektrum wurde hier nicht gemessen. Positive Ionen und Partikelladungen werden an Wasserfällen in geringerem Maße als negative Ionen und Partikelladungen erzeugt, sie sind aber nicht vernachlässigbar. Im Fall der Kaskade im Fluss Vantaa, siehe Abbildung 4.5-1, lag das Verhältnis positiver zu negativer Ladungen über die komplette dargestellte Größenverteilung bei etwa 30:70. Die Wasserfall-Studie von KOLARŽ et al. (2012) untersuchte mehrere Wasserfälle in Österreich, darunter auch den höchsten Wasserfall Österreichs überhaupt (Krimmler Wasserfall, 3 mal so hoch und die 8- bis 20-fache Flussmenge im Vergleich zum Gartlwasserfall). Diesem Wasserfall konnten sich die Autoren allerdings nur auf etwa 90 Meter nähern, deshalb ergaben sich am Gartlwasserfall höhere Maximalwerte (in etwa 90 Metern Entfernung waren die Werte beider Wasserfälle vergleichbar, siehe Abbildung 4.5-2 und Abbildung 4.5-4 im Abschnitt 4.5.3).
- In 70 Metern Entfernung von der oben beschriebenen HGÜ-Testleitung maßen CARTER & JOHNSON (1988) die komplette Raumladung (hierbei handelt es sich um die Nettoladung, allerdings sollten negative Ladungen hier stark dominiert haben und die Bruttoladung damit nicht dramatisch größer gewesen sein). Es erfolgten parallele Messungen mit und ohne Ausfilterung von Cluster-Ionen, auf diese Weise konnten separate Konzentrationen für Cluster-Ionen und Partikel-Ladungen ermittelt werden. Es ergaben sich 40-50.000 Ladungen pro cm^3 , davon Cluster-Ionen 30-40.000 Ladungen pro

cm^3 , die übrigen 10.000 Ladungen pro cm^3 entfielen auf Partikel-Ladungen (die hier genutzte Methode zur Messung der Raumladung hatte keine obere Begrenzung des Partikel-Durchmesserbereichs). Siehe Abschnitt 3.3.1.

- JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010) führten Messungen direkt am Auspuff eines PKW durch. Das Fahrzeug blieb während der Versuche stationär in der Garage. Mit jeder Steigerung der Drehzahl um etwa 1.000 U/min stiegen die Werte um etwa eine Größenordnung, bei der höchsten Drehzahl von 3.000 U/min ergaben sich bis zu etwa 30.000 Cluster-Ionen pro cm^3 (beide Polaritäten addiert). Hinzu kamen Netto-Konzentration der Partikelladungen bis zu 1.000 cm^3 . Die Brutto-Konzentrationen der Partikelladungen dürften aber um Größenordnungen höher gelegen haben, da beide Ladungen fast paritätisch vorlagen. Siehe Abschnitt 4.4.3.
- STABILE et al. (2014) maßen bei ihren Koch-Experimenten mit einem Küchenherd (Butan/Propan) auch die Cluster-Ionen-Konzentration. Bei frei brennender Gasflamme ergaben sich als Summe über beide Polaritäten ein Maximum von etwa 17.000 Cluster-Ionen pro cm^3 . Wenn zusätzlich ein Topf ohne Inhalt aufgesetzt wurde, ergaben sich nur noch maximal 1.700 Cluster-Ionen pro cm^3 , beim Braten von Speck maximal 2.300 Cluster-Ionen pro cm^3 . Ursache für die niedrigen Werte bei den beiden letzteren Messungen war offenbar die Senkenwirkung der bei der jeweiligen Aktivität erzeugten Partikel: die totale Partikelkonzentration lag etwa eine Größenordnung über der Konzentration bei frei brennender Flame. Die maximalen Cluster-Ionen-Konzentrationen und die oben vermeldeten maximalen Partikel-Ladungskonzentrationen sind nicht additiv: im Moment des Erreichens des Maximums der Cluster-Ionen lagen die Partikelkonzentrationen noch praktisch auf dem Hintergrundwert, und die Maxima der Partikelkonzentration traten erst auf, als die Cluster-Ionen-Konzentrationen praktisch schon wieder auf null abgefallen waren.
- Die Summe über die in Abbildung 3.3-7 im Abschnitt 3.3.5 gezeigte Verteilung geladener Partikel windabwärts einer Autobahn (JAYARATNE, LING & MORAWSKA 2015b) beträgt etwa 17.000 Ladungen pro cm^3 (beide Polaritäten summiert, wobei beide Polaritäten etwa paritätisch auftraten). Davon entfallen nur 500 cm^3 auf Cluster-Ionen und 16.500 cm^3 auf Partikel-Ladungen. Die Messung fand sehr dicht (2-5 Meter) am Fahrbahnrand statt. Die Partikel-Ladungskonzentrationen beschränken sich dabei auf Partikel kleiner als 42 nm. Abbildung 4.4-6 im Abschnitt 4.4.5 zeigt die Entwicklung der Partikel-Ladungskonzentration in Abhängigkeit von der Entfernung zur Autobahn und vergleicht diese mit den von CARTER & JOHNSON (1988) gemessenen Partikel-Ladungskonzentrationen windabwärts einer HGÜ. In 70 Metern Entfernung (der erste Messwert von CARTER & JOHNSON (1988) wurden windabwärts der HGÜ-Leitung 10.000 Partikel-Ladungen pro cm^3 gemessen (ohne Beschränkung auf eine bestimmte Partikelgröße. Es handelt sich um Netto-Werte, welche hier aber den Brutto-Werten nahekommen sollten), windabwärts der Autobahn ergaben sich etwa 7.700 Partikel-Ladungen pro cm^3 (brutto, nur bis 42 nm). In noch größeren Entfernungen lagen die HGÜ-Werte dann sogar unter den Autobahn-Werten, trotz der Partikelgrößenbeschränkung bei letzteren Werten.
- Von STABILE et al. (2014) wurden zum Vergleich auch Messungen ohne aufgesetztes Kochgeschirr mit frei brennender Gasflamme durchgeführt. Hier ergab sich ein Peak von etwa 12.000 einfach geladenen Partikel pro cm^3 (beide Polaritäten trugen je etwa 50% bei, siehe Tabelle 4.7-1 im Abschnitt 4.7.3). Auch hier trat der Peak der Partikelladungen zeitlich nach dem vorhergehenden Peak der Cluster-Ionen-Konzentrationen (17.000 Cluster-Ionen pro cm^3) auf.
- Die Summe über die über die in Abbildung 3.3-7 im Abschnitt 3.3.5 gezeigte Verteilung windabwärts einer Wechselspannungsleitung (zwischen 220 und 330 kV, d.h. im Mittel 275-kV; beide Polaritäten summiert) beträgt etwa 10.000 cm^3 , davon entfallen je etwa die Hälfte, also je 5.000 cm^3 auf Cluster-Ionen und geladene Partikel (letztere aber auch hier nur bis 42 nm, d.h. in der Realität stellten Ladungen an Partikeln einen höheren Anteil). Hier fand die Messung etwa 10-20 Meter windabwärts der Leitung statt.

Hinsichtlich einer möglichen biologischen oder gesundheitlichen Wirkung von Ionen und geladenen Partikeln geht die Haupthypothese von der erhöhten Deposition geladener Partikel in Lunge und

Atemwegen aus. Damit ergeben sich drei Bedingungen, welche möglichst erfüllt sein müssen, damit derartige Wirkungen als plausibel angenommen werden können:

- die Partikel haben eine physikalische, chemische und ggf. auch biologische Zusammensetzung, welche als potentiell riskant eingeschätzt werden kann,
- es sind vor allem im mittleren Größenbereich (nach gegenwärtigem Kenntnisstand größer als 20 nm, aber auch nicht wesentlich größer als 1 µm, siehe Abschnitt 5.3.3) Partikel in signifikanter Anzahl vorhanden, und
- es herrscht eine möglichst asymmetrische Ionenumgebung, was die Cluster-Ionen betrifft; auf diese Weise können potentiell hohe Partikelbelastungen erzeugt werden.

Diese drei Bedingungen gelten für die Haupthypothese einer erhöhten Deposition geladener Partikel in Lunge und Atemwegen (zu weiteren vorgeschlagenen Hypothesen, aus welchen sich etwas andere Bedingungen ergeben, siehe Abschnitt 5.2). Insgesamt scheinen alle drei Bedingungen nur dann gleichzeitig erfüllbar zu sein, wenn speziell die dritte Bedingung – eine möglichst asymmetrische Ionenumgebung – durch elektrische Phänomene verursacht wird. Zu nennen sind in erster Linie Hochspannungsleitungen (vor allem HGÜ-Leitungen; bei Wechselspannungsleitung wirkt der ständige Wechsel der Polaritäten als begrenzender Faktor hinsichtlich der erreichbaren Ionen-Konzentrationen) und dazugehörige Einrichtungen wie Umspannwerke. Aber auch Industrieschornsteine mit elektrostatischem Rauchfilter oder auch Kopierzentren verdienen ggf. Aufmerksamkeit (hier liegen bislang wenig Untersuchungen vor, siehe Abschnitte 4.7.1 und 4.7.2). Überdies können die genannten Bedingungen ggf. auch in Verbindung mit Gewittern oder Vulkanausbrüchen erfüllt werden, hier aber nur kurzzeitig (siehe Abschnitt 4.6). Wesentlich wäre in allen genannten Fällen jedoch, dass auch die erste Bedingung, eine potentiell riskante Partikelzusammensetzung, eintritt. Im Fall von Hochspannungsleitungen hängt dies vom genauen Standort ab, da die Leitungen praktisch keinen Einfluss etwa auf Partikelbildung haben (siehe Abschnitt 4.2.3).

Generell kann eine stark asymmetrische Ionenumgebung auch im Umfeld von Wasserfällen erreicht werden. Allerdings bestehen die entstehenden geladenen Partikel hier überwiegend aus Wasser und lassen keinen signifikanten negativen Gesundheitseffekt erwarten, d.h. die erste Bedingung ist nicht erfüllt. Hinsichtlich der Ionenverteilung (siehe Abbildung 4.5-3) bestehen zwar durchaus auch im Bereich von etwa 50-200 nm erhöhte Konzentrationen im Vergleich zur Umgebungsluft. Die mit Abstand höchsten Ionen-Konzentrationen entstehen allerdings im Bereich der Cluster- und vor allem der Intermediären Ionen; hier dürfte die Ladung aber keinen Zusatzeffekt entfalten, da eingeatmete Partikel dieser Größe auch im ungeladenen Zustand mit hoher Wahrscheinlichkeit die Wände von Lunge und Atemwegen erreichen. Es ist durchaus möglich, dass die signifikante Produktion von Wassertropfen dieser Größe an sich einen gesundheitlichen Effekt hat, sei er positiv oder negativ. Dies wäre dann aber kein Ladungseffekt.

Zum Teil ungeklärt ist die Situation mit Blick auf Verkehrsemissionen. Hier sind die genannten Bedingungen hinsichtlich Partikel-Zusammensetzung und -Größe offenbar erfüllt, die der Asymmetrie hingegen nicht: positive und negative Ionen liegen über den kompletten Größenbereich praktisch paritätisch vor, die Nettoladung liegt nahe Null. Nach gängigen Vorstellungen sollten damit kaum Partikel mit höheren Ladungszahlen entstehen bzw., sofern bereits vorhanden, vergleichsweise schnell zumindest teilneutralisiert werden (denn das Entstehen höherer Ladungszahlen in signifikanter Zahl ist nur möglich, wenn gleichnamige Ionen mit höherer Wahrscheinlichkeit angelagert werden als ungleichnamige, dies wiederum ist in der Atmosphäre nur dann erfüllbar, wenn gleichnamige Ionen in deutlich höherer Konzentration vorliegen als ungleichnamige). Wie im Abschnitt 4.4.3 dargelegt, entstand die Mehrzahl der Partikelladungen allerdings bereits, bevor die Partikel den Auspuff verließen, und im Motor-Inneren können eventuell Bedingungen geherrscht haben, welche trotzdem das Entstehen einer signifikanten Anzahl Partikel auch mit höheren Ladungszahlen ermöglichten. Wie im Abschnitt 4.4.4 festgestellt, liegen die durch JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) windabwärts einer Autobahn ermittelten mittleren Ladungszahlen teils deutlich über den theoretisch in der freien Atmosphäre erwarteten maximalen Ladungszahlen. Die Analyse erfolgte aber nur für Partikeldurchmesser bis 28 nm und bei diesem Durchmesser ergab sich immer noch eine mittlere Ladung pro Partikel von nur 0,6, also kleiner als 1.

4.8.2 Weiterer Forschungsbedarf

Vor allem Verkehrsemissionen kristallisieren sich als ein Bereich heraus, in welchem weiterer Forschungsbedarf besteht. Nicht zuletzt ist eine Kontrastierung der Partikelladungs-Häufigkeitsverteilungen im Verkehrsbereich einerseits und im Umfeld von Hochspannungsleitungen andererseits von Interesse. wesentlich mehr Menschen leben unter dem Einfluss von Verkehrsemissionen als unter dem Einfluss von Hochspannungsleitungen, und auch letztere Personengruppe ist in der Regel regelmäßig Verkehrsemissionen ausgesetzt. Eine spezielle Gesundheitsgefahr, welche kausal mit geladenen Partikeln im Umfeld von Hochspannungsleitungen in Verbindung steht, wäre somit nur dann plausibel, wenn sich die Konzentration geladener Partikel in diesem Umfeld von Hochspannungsleitungen sich zumindest in derselben Größenordnung befindet wie die der Konzentration geladener Partikel im Verkehrsbereich.

Zumindest für kleinere Partikel ist dies aber nicht unbedingt der Fall, wie im Abschnitt 4.4.5 gezeigt wurde: hier überstiegen die Konzentrationen geladener Partikel nahe einer Autobahn die Konzentrationen windabwärts einer Wechselladungs-Trasse um etwa eine Größenordnung. Die Messung beschränkte sich allerdings auf geladene Partikel mit Durchmesser keiner als 40 nm: die eingesetzte technisch einfache Messmethode setzt voraus, dass geladene Partikel nur eine Ladung tragen, für größere Partikel ist diese Voraussetzung nicht gegeben. Die häufig im Umfeld von Hochspannungsleitungen eingesetzten, technisch ebenfalls eher einfachen Raumladungs-Messungen sind hier ebenfalls nicht einsetzbar, denn diese liefern die Nettoladung: im Fall der Hochspannungsleitungen kommt diese der Bruttoladung durchaus nahe, bei Verkehrsemissionen hingegen liegt sie nahe Null. Im Verkehrsbereich wären somit Messungen mittels der technisch komplexeren und auch mit einer sehr niedrigen Zeitauflösung arbeitenden Tandem-Methode erforderlich, siehe Abschnitt 3.4.2. Gegebenenfalls kann die dort ebenfalls vorgeschlagene schnelle Methode von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) zum Einsatz kommen, dies bedarf allerdings der Validierung durch vollständige Tandem-Messungen (die Arbeitshypothese dieser Methode besteht darin, dass sich die Partikel-Ladungsverteilung als Gleichgewichtsverteilung beschreiben lässt, diese Voraussetzung ist im Verkehrsbereich aber nicht notwendigerweise gegeben).

Ein ebenfalls wenig untersuchter, potentiell aber relevanter Bereich sind Industrieemissionen. JONES & JENNINGS (1977) untersuchten die Ladungsemissionen eines 120 Meter hohen Industrieschornsteins, welcher mit einem elektrostatischen Filter ausgestattet war. Dieser Filter bewirkt die negative Aufladung von Partikeln, mit dem Ziel der Abscheidung, ein Teil der Partikel verlässt aber den Schornstein im geladenen Zustand. JONES & JENNINGS (1977) stellten Einflüsse der Rauchfahne auf das natürliche elektrische Feld noch in bis zu 9 km Entfernung vom Schornstein fest, laut deren Berechnungen wäre dies selbst in dieser Entfernung mit einer durchschnittlichen Anzahl Ladungen pro Partikel im dreistelligen Bereich kompatibel (direkt beim Austritt aus dem Schornstein lag sie demnach im hohen fünfstelligen Bereich). Direkte Messungen der Partikelladung, sei es innerhalb der Rauchfahne oder auch am Erdboden, erfolgten im Rahmen dieser Arbeit nicht. Entsprechende Messungen wären also wünschenswert; da hier mit einer hohen Nettoladung zu rechnen ist, genügen zunächst orientierende Partikel-Raumladungsmessungen (etwa unter Nutzung Faradayscher Käfige und unter vorheriger Ausfilterung hochmobiler Cluster-Ionen. wie z.B. von CARTER & JOHNSON (1988) praktiziert, siehe Abschnitt 3.3.1).

Ein weiterer potentiell interessanter Bereich sind Gewitter. Hierbei wird durch die Turbulenzen Staub, aber auch Pollen aufgewirbelt, und auch diese können dabei Ladungen aufnehmen. Pollen werden aufgrund der Turbulenzen zudem in Bruchstücke zerlegt. Aus der Medizin ist das Phänomen des sogenannten Gewitterasthmas bekannt. U.a. durch REDMAYNE (2018) wurde vorgeschlagen, dass hinsichtlich Häufigkeit und Schwere von Gewitterasthma auch die Partikelladung eine Rolle spielen könnte, andere Studien gingen jedoch davon aus, dass einfach die Menge an Pollen oder Staub in der Atmosphäre als Erklärung beobachtete Extremereignisse genügt, siehe dazu Abschnitt 4.6. Hier wäre zur Untersuchung eine schnelle Messmethode notwendig; in der Praxis können hier kurzzeitig hohe Nettoladungen der einen oder anderen Polarität auftreten, welche damit gut mit Partikel-Raumladungsmessungen mit Faradayschen Käfigen nachweisbar wären (diese besitzen zudem den Vorteil, dass sie sehr robust und damit auch bei Schlechtwetter einsetzbar sind).

5 Gesundheitliche Wirkungen geladener Partikel

5.1 Einführung

5.1.1 Inhalt dieses Kapitels

Als möglicher Kausalfaktor für gesundheitliche Effekte von Hochspannungsleitungen kommen zum einen die direkt an den Leitungen erzeugten elektrischen oder magnetischen Felder in Frage. Diese sind jedoch nicht Gegenstand dieses Reports, hier sei einfach auf die Reviews von SWANSON & JEFFERS (1999) und SWANSON & KHEIFETS (2006) verwiesen. In diesem Report und speziell in diesem Kapitel sollen vielmehr Wirkmechanismen betrachtet werden, bei welchen Ionen oder geladene Partikel eine instrumentale Rolle spielen. Der am häufigsten vorgeschlagene Wirkmechanismus - und der Mechanismus, zu welchem die umfassendsten Daten vorliegen, die eine Einschätzung erlauben - ist dabei eine erhöhte Deposition geladener Partikel in Lunge und Atemwegen, im Vergleich zu ungeladenen Partikeln derselben Größe.

Dieses Kapitel ist wie folgt aufgebaut: Im Abschnitt 5.2 werden verschiedene Theorien und Hypothesen zu möglichen Gesundheitsgefahren in der Umgebung von Hochspannungsleitungen vorgestellt, bei welchen Ionen oder geladene Partikel eine Rolle spielen. Abschnitt 5.3 erläutert das ICRP-Modell, welches die Deposition von Partikeln in Lunge und Atemtrakt generell und ohne Berücksichtigung der Partikelladung beschreibt (die Modellgleichungen und -parameter werden im Anhang 8.2 detailliert vorgestellt). Abschnitt 5.3.4 beschreibt diverse dynamische Computermode-Studien, und Abschnitte 5.5 bis 5.8 verschiedene Experimentalstudien zum Thema der Deposition geladener Partikel in Lunge und Atemtrakt. Abschnitt 5.9 fasst schließlich die Erkenntnisse zusammen.

5.1.2 Partikel-Durchmesser

Zur Beschreibung der Deposition von Partikeln in Lunge und Atemtrakt muss zwischen drei Definitionen des Partikel-Durchmessers unterschieden werden:

- Der volumenäquivalente Kugeldurchmesser (*equivalent volume diameter*) d_e ist der Durchmesser, welchen ein sphärisches Partikel mit demselben Volumen wie das gegebene Partikel hätte. Dies entspricht der landläufigen Definition eines Partikeldurchmessers.
- Der thermodynamische Durchmesser d_{th} wird über den Diffusionskoeffizient D definiert; d_{th} und D stehen über Gleichung (8.2-12) im Abschnitt 8.2.3 in Beziehung. Für Partikel größer als 2 nm ist d_{th} praktisch identisch zum volumenäquivalenten Kugeldurchmesser, darunter nimmt er höhere Werte an: Für $d_e = 1$ nm ergibt sich ein Wert $d_{th} = 1,3$ nm. Da, wie in diesem Report gezeigt, eine zusätzliche Ladungs-induzierte Deposition nur für wesentlich größere Partikel relevant ist, kann der Unterschied zwischen d_e und d_{th} hier also vernachlässigt werden.
- Der aerodynamische Durchmesser d_{ae} wird über das Verhalten des Partikels unter Wirkung der Gravitation definiert; d_{ae} ist der Durchmesser, welchen ein sphärisches Partikel der Dichte von 1 g/cm^3 hätte, welches sich unter Einfluss der Gravitation mit derselben Sinkgeschwindigkeit bewegt wie das gegebene Partikel. Sofern sich die Dichte des Partikels von 1 g/cm^3 unterscheidet (dies ist die Dichte von Wasser), weicht diese Durchmesserdefinition damit von der landläufigen Definition des Durchmessers ab. d_{ae} ist hier vor allem deshalb von Bedeutung, weil für größere Partikel die Depositionswahrscheinlichkeit in Lunge und Atemtrakt primär von d_{ae} abhängt

Die genauen quantitativen Zusammenhänge zwischen diesen Durchmesser-Definitionen sowie dem Diffusionskoeffizient D sind im Abschnitt 8.2.3 dargestellt. Wenn nur der Begriff Durchmesser genutzt wird, ist der volumenäquivalente Kugeldurchmesser und somit faktisch auch der thermodynamische Durchmesser gemeint.

5.2 Mögliche biologische und gesundheitliche Wirkungen von Ionen oder geladenen Partikeln

5.2.1 Direkte Wirkungen von Cluster-Ionen

In der Literatur tauchen immer wieder Behauptungen auf, dass Cluster-Ionen eine direkte gesundheitliche Wirkung haben könnten, sei sie positiv oder negativ (siehe auch Abschnitte 4.3.4 und 4.5.1). Nach gegenwärtigem Stand der Wissenschaft kann dies allerdings praktisch ausgeschlossen werden. ALEXANDER et al. (2013) veröffentlichten zu diesem Thema einen Review. Im Review wurden insgesamt 22 einschlägige Humanstudien untersucht, welche im Zeitraum von 1935 bis 1993 erschienen. Von diesen Studien konnten 14 keinen Gesundheits-Effekt von Cluster-Ionen bestätigen. Die übrigen 8 fanden zwar Hinweise darauf, diese waren jedoch eher schwach und beruhten überwiegend auf der rein subjektiven Einschätzung der Versuchspersonen. Die Ergebnisse waren zudem nicht einheitlich dahingehend, ob Cluster-Ionen eher eine förderliche oder eine unerwünschte Wirkung auf den Organismus haben, und es konnte keine klare Beziehung zwischen der Dosis und dem Effekt hergestellt werden. Es konnte nicht ausgeschlossen werden, dass die angeblich beobachteten Effekte entweder auf Zufall oder ggf. auf Nebeneffekte der Produktion der Ionen während der Experimente beruhten (Entstehung von Ozon oder geladenen Partikeln). ALEXANDER et al. (2013) bemerkten auch, dass die Konzentrationen von Cluster-Ionen üblicherweise selbst bei Einsatz spezieller Ionen-Generatoren (welche in Erwartung einer förderlichen Gesundheitswirkung derartiger Ionen auch kommerziell angeboten werden) nicht deutlich über $100.000 \text{ Ionen pro cm}^{-3}$ hinausgehen. Dies ist auch die Größenordnung der maximalen Konzentrationen, welche windabwärts von Hochspannungs-Gleichstroms-Versuchsleitungen am Boden, aber auch zum Beispiel in der Nähe des Krimmler Wasserfalls (des höchsten Wasserfalls Österreichs) beobachtet wurden, siehe Abschnitt 4.5.3 für eine Übersicht, und dies entspricht auch den Erwartungen der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a). 1 cm^3 eines idealen Gases enthält unter Normbedingungen etwa $2,7 \cdot 10^{19}$ Moleküle. Größenordnungsmäßig kommt damit im Extremfall ein Cluster-Ion auf 10^{14} Moleküle. Dies entspricht etwa der Konzentration, welche selbst die stärksten bekannten Gifte überschreiten müssen, um wirksam werden; ALEXANDER et al. (2013) benennen als stärkstes Gift konkret Botulinumtoxin, den Auslöser von Botulismus oder Fleischvergiftung. Es ist wenig plausibel, dass Cluster-Ionen, bei welchen es sich im Wesentlichen um Cluster aus Wassermolekülen handelt, bereits bei einer so niedrigen Dosis irgendeine direkte Wirkung auf den menschlichen Organismus entfalten könnten. Allenfalls eine indirekte Wirkung erscheint plausibel, z.B. dass Cluster-Ionen, wie in einem Review von KRUEGER & REED (1976) behauptet, Mikroorganismen abtöten könnten. Eine zerstörerische Wirkung auf zum Beispiel gutartige Mikroorganismen im Verdauungstrakt kann aber praktisch ausgeschlossen werden, da die hochmobilen Ionen beim Eindringen in die Atemwege praktisch bereits komplett im Mund- und Nasenbereich die Wände berühren und dort neutralisiert werden, siehe Abschnitt 5.3.3.

5.2.2 Deposition geladener Partikel in Lunge und Atemwegen

Partikel, auch neutrale, werden in Lunge und Atemtrakt deponiert. Die hiermit verbundenen Implikationen für die Gesundheit sind Gegenstand umfangreicher Untersuchungen. Im Abschnitt 5.3 wird das ICRP-Modell vorgestellt, welches diese Deposition quantifiziert (wobei der Ladungszustand in diesem Modell allerdings nicht berücksichtigt wird; das ICRP-Modell geht davon aus, dass sich die Partikel im Ladungsgleichgewicht befinden). In den Abschnitten 5.5 bis 5.7.2 werden Experimente zur Deposition speziell von geladenen Partikeln umfassend diskutiert, und die Größenordnungen der beobachteten Depositionen werden mit den Erwartungen des ICRP-Modells verglichen.

Es bestehen prinzipiell zwei Mechanismen, mittels welcher die Ladung von Partikeln zu einer erhöhten Depositionswahrscheinlichkeit in Lunge und Atemwegen, verglichen mit neutralen Partikeln derselben Größe, führen kann (YU 1977; YU & CHANDRA 1977; FINLAY 2019). Ein Mechanismus ist das Prinzip der Spiegelladung: Die Wände des Atemtrakts sind, wie auch der menschliche Körper überhaupt, elektrisch leitfähig. Bewegen sich geladene Partikel in der Nähe einer leitfähigen Oberfläche, werden an dieser Oberfläche entgegengesetzte Ladungen induziert: die sogenannte Spiegelladung. Diese Spiegelladung übt eine anziehende Wirkung auf das Partikel aus. Die anziehende Kraft ist proportional zur Ladung eines

individuellen Partikels, der Mechanismus wirkt damit auch bei Gemischen aus positiv und negativ geladenen Partikeln, also auch bei einer Nettoladung Null. Entscheidend ist hier somit die Bruttoladung.

Bei Einatmung stark einseitig geladener Partikelwolken kommt die Coulombsche Abstoßung hinzu, welche die Partikel ebenfalls in Richtung der Wände des Atemtrakts treibt. Wie YU (1985) darlegte, könnte man eine Relevanz der Coulombschen Abstoßung für die Deposition speziell in der Lunge theoretisch ab einer Konzentration von etwa 10^5 geladenen Partikeln pro cm^3 erwarten, denn dann wäre die mittlere Entfernung zwischen zwei geladenen Partikeln mit etwa 0,2 mm kleiner als der kleinste Lungenbläschen-Durchmesser (d.h. bei noch höheren Konzentrationen halten sich in der Regel mehrere geladene Partikel gleichzeitig im selben Lungenbläschen auf). Tatsächlich tritt aber auch bei diesen Konzentrationen noch kein signifikanter Effekt auf (auch nicht in den vorhergehenden breiteren Atemwegs-Generationen), wie YU & CHANDRA (1977) beispielhaft zeigten (s.u.). Für 1- μm -Partikel mit einer uniformen Ladungszahl von 100 wird die Coulombsche Abstoßung sogar erst ab einer Konzentration von 10^7 geladenen Partikeln pro cm^3 wichtiger als die anziehende Wirkung der Spiegelladung (YU 1985). Derartig hohe Konzentrationen geladener Partikel (mit gleichzeitig vergleichsweise hohen Ladungszahlen) spielen vor allem eine Rolle bei absichtsvoll (in Inhalatoren) erzeugten Ionenwolken, siehe Abschnitt 5.7.2. Windabwärts von Hochspannungsleitungen, aber auch in anderen Situationen, bei welchen geladene Partikel auftreten, bleiben die Konzentrationen geladener Partikel unter 10^5 cm^{-3} (siehe die Zusammenfassung 4.8.1) und tragen zudem im Mittel deutlich niedrigere Ladungszahlen als hier genannt. Damit ist die Coulombsche Abstoßung hier nicht relevant; es wirkt praktisch nur der Spiegelladungs-Mechanismus.

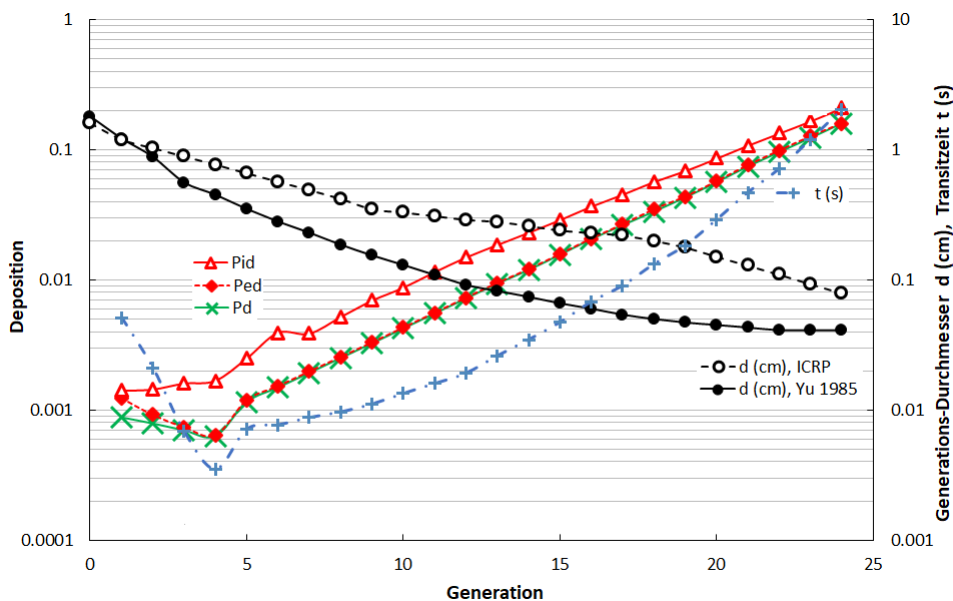


Abbildung 5.2-1: Von YU & CHANDRA (1977) berechnete Depositionswahrscheinlichkeiten in den Generationen 1-24 des Atemtrakts für 330-nm-Partikel mit einer Ladungszahl von 29.

Abbildung 5.2-1 zeigt die von YU & CHANDRA (1977) für jede einzelne Generation der Atemwege die berechnete Wahrscheinlichkeit der Deposition von 330-nm-Partikeln mit einer Ladungszahl von 29. Dabei handelt es sich um die Deposition relativ zu allen Partikeln, welche die jeweilige Generation erreichen. Konkret dargestellt sind:

- P_d (grüne liegende Kreuze): Depositionswahrscheinlichkeit aufgrund von Diffusion (gilt auch für neutrale Partikel).
- P_{ed} (volle rote Karos): Depositionswahrscheinlichkeit aufgrund der Kombination von Diffusion und elektrostatischer Dispersion (Konzentrations-abhängig, hier wurden 10^5 geladene Partikeln pro cm^3 in der 1. Generation angenommen. Dies ist die Mindestkonzentration, damit eine Wirkung der Coulombschen Abstoßung überhaupt plausibel ist, siehe oben).
- P_{id} (offene rote Dreiecke): Depositionswahrscheinlichkeit aufgrund der Kombination von Diffusion und Anziehung durch die Spiegelladung (*image-force deposition*).

- Innendurchmesser d jeder einzelnen Generation (volle schwarze Kreise, Werte auf rechter Achse). Übernommen aus YU (1985); hier wurde dasselbe Lungenmodell genutzt wie durch YU & CHANDRA (1977). Zum Vergleich sind auch die aus Annex A des ICRP-Modells entnommenen Innendurchmesser dargestellt (offene schwarze Kreise).
- Transitzeit t (blaue stehende Kreuze, Werte auf rechter Achse). YU & CHANDRA (1977) stellten in ihrer Publikation nur eine sogenannte dimensionslose Transitzeit dar, welche von der tatsächlichen Transitzeit t , vom Durchmesser d der Generation sowie vom Diffusionskoeffizient D der Partikel (hier: Partikel mit 330 nm Durchmesser) abhängt. Die in Abbildung 5.2-1 dargestellte Transitzeit t in Sekunden konnte damit umgekehrt aus den übrigen genannten Werten berechnet werden.

Ab der 6. Generation steigt die reine Diffusions-Depositionswahrscheinlichkeit im Vergleich zur vorherigen Generation um etwa den Faktor 1,3 an, dies steht im Zusammenhang mit der von Generation zu Generation stetig steigenden Transitzeit sowie dem stetig abnehmenden Innendurchmesser. Die Coulombsche Abstoßung konnte die Deposition nur in den ersten drei Generationen etwas erhöhen, bezogen auf den kompletten Atemtrakt war die Deposition unter zusätzlicher Berücksichtigung der Coulombschen Abstoßung damit praktisch identisch zur reinen Diffusions-Deposition. Der Spiegelladungs-Mechanismus hingegen erreicht in einigen Generationen eine Verdopplung der Depositionswahrscheinlichkeiten oder mehr (in der 4. Generation ergab sich ein maximaler Faktor 2,7), selbst in der 24. Generation liegt der Faktor noch bei 1,5. Insgesamt ermittelten YU & CHANDRA (1977) eine Depositionserhöhung um 42% im kompletten Atemtrakt aufgrund des Spiegelladungs-Mechanismus, verglichen mit der reinen Diffusions-Deposition (dies gilt für 330-nm-Partikel mit einer hohen Ladungszahl von 29). YU & CHANDRA (1977) wiesen darauf hin, dass experimentelle Überprüfungen unter Nutzung derartiger Partikel niedrigere Werte lieferten (maximal 28%).

Im Abschnitt 5.3.4 werden weitere numerische Modellstudien zur Deposition vorgestellt, welche die Partikelladung berücksichtigten. Insbesondere sei auf Abbildung 5.4-2 verwiesen, hier wurde die Fraktionelle Deposition für jede Generation modelliert (die Fraktionelle Deposition ist die Anzahl der deponierten Partikel relativ zu allen eingeatmeten Partikeln. Abbildung 5.2-1 zeigt hingegen die Depositionswahrscheinlichkeit, d.h. die die Anzahl der deponierten Partikel relativ zu allen Partikeln, welche die jeweilige Generation erreichen).

Dass die Ladung für eine Erhöhung der Depositionswahrscheinlichkeit von Partikeln in Lunge und Atemtrakt sorgt, ist somit prinzipiell möglich. In wieweit aus dieser erhöhten Deposition dann aber eine gesundheitliche Wirkung resultiert, hängt primär von der physikalischen, chemischen und ggf. auch biologischen Zusammensetzung der Partikel ab. Die Zusammensetzung wird bei der Passage der Luft an einer Hochspannungsleitung praktisch nicht beeinflusst (ionen-induzierte Nukleation spielt unter Standardbedingungen praktisch keine Rolle, siehe Abschnitt 4.2.3). Wie im Abschnitt 5.7.4 dargelegt wird, wird die totale Anzahl deponierter Partikel, summiert über alle Größen, in jedem Fall sehr stark durch kleinere Partikel dominiert, hier kann die Ladung aber kaum eine Depositionsverstärkung bewirken: Eingeatmete Partikel kleiner als 20 nm werden ohnehin mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit deponiert, unabhängig von ihrer Ladung. Die totale deponierte Masse wiederum wird durch Partikel im Mikrometerbereich dominiert, und auch hier werden eingeatmete Partikel größer als 1 μm mit hoher Wahrscheinlichkeit ohnehin deponiert, eine zusätzliche Ladungswirkung tritt erst bei sehr hohen Ladungszahlen ein. Eine signifikante Gesundheitswirkung einer Ladungs-induzierten Deposition würde somit (außer bei sehr hohen Ladungszahlen) erfordern, dass die Partikel im mittleren Größenbereich (etwa zwischen 20 nm und 1 μm Durchmesser) eine besondere gesundheitliche Wirksamkeit besitzen, verglichen mit kleineren oder größeren Partikeln. In diesem Bereich ist die Partikeldeposition normalerweise am niedrigsten (die meisten Partikel werden wieder ausgeatmet), d.h. das Potential für eine Ladungs-induzierte Erhöhung der Deposition ist hier am höchsten.

5.2.3 Deposition geladener Fasern in den Atemwegen

Deutlich komplexer, im Vergleich zu sphärischen Partikeln, stellt sich die Theorie der Deposition von geladenen Fasern im Atemtrakt dar (CHEN & KOCH 1996). Bei Fasern handelt es sich um eindimensionale

Gebilde mit einer bestimmten Länge, aber vernachlässigbarem Durchmesser. Die Mindestladung, welche erforderlich ist, um eine signifikante Zusatzdeposition im Vergleich zu ungeladenen Fasern derselben Größe zu bewirken, ist niedriger als für sphärische Partikel derselben Masse (CHEN & YU 1990; 1991). DAVIS et al. (1988) und JONES et al. (1988) setzten Ratten über eine gewisse Periode wahlweise geladenen oder entladenen Asbestfasern aus und seziierten die Ratten anschließend; die Ladung konnte demnach im Extremfall eine Verdopplung der vorgefundenen Deposition bewirken. JONES et al. (1988) führten zum Vergleich dieselben Experimente auch mit sphärischem Mineralstaub im Größenbereich 1-10 µm durch. Obwohl die bei Erzeugung des Mineralstaubs entstandenen Ladungszahlen etwa 1-2 Größenordnungen über den Erwartungen des Ladungsgleichgewichts lagen (bis zu 300 Ladungen pro Partikel wurden im Bereich der größten Partikel im Mittel gemessen) ergaben sich hier keine signifikanten Unterschiede in der Deposition beim Vergleich mit Ratten, bei welchen der Staub zuvor entladen wurde. D.h. die Faserstruktur ist offenbar entscheidend. JONES et al. (1988) kam in einem Review zu dem Schluss, dass dieser Ladungs-induzierte Deposition vor allem für Fasern mit einem aerodynamischen Durchmesser von 500 nm bis 1 µm relevant ist, im Vergleich zu ungeladenen Fasern derselben Größe kann sich die Depositionsrate bei praktisch relevanten Ladungszahlen im Extremfall verdoppeln (*Anm.: der aerodynamische Durchmesser der Faser ist der Durchmesser, welchen ein sphärischer Wassertropfen hätte, der unter Einfluss der Gravitation mit derselben Geschwindigkeit fällt wie die Faser. Siehe Abschnitt 8.2.3*). Fasern, auch solche natürlichen Ursprungs (Tierhaare, Pflanzenfasern) agieren ihrerseits auch als Träger für Bakterien, die Ladung spielt hier eine Rolle nicht nur mit Blick auf die Deposition im Atemtrakt, sondern auch für die Anlagerung der Mikroorganismen an diese Fasern (GORNÝ et al. 2018). Wie GORNÝ et al. (2018) feststellten, wurde das Thema geladener Fasern, vom Spezialfall Asbest ggf. abgesehen, bisher generell wenig untersucht. Ein Zusammenhang mit Hochspannungsleitungen sollte allerdings eher episodischer Natur sein.

5.2.4 Radon-Zerfallsprodukte: Generelles

Mögliche Beziehungen zwischen Radon-Zerfallsprodukten und Hochspannungsleitungen werden im Abschnitt 5.2.5 diskutiert. Unabhängig davon ist ein Exkurs zu Partikeln, welche Radon-Zerfallsprodukte enthalten, an dieser Stelle aber auch deshalb von Interesse, da diese eine offenkundige gesundheitliche Wirkung haben und von Natur aus in überproportional hohem Maße geladen sind. Sie bildeten damit die Hauptmotivation einiger Studien zur Deposition geladener Partikel in Lunge und Atemwegen, auch die im Abschnitt 5.7 vorgestellte Studie von COHEN et al. (1995) gehört dazu.

Radon ist ein Zerfallsprodukt von Uran: aus dem Uran-Isotop ^{238}U (Halbwertszeit etwa $4,5 \cdot 10^9$ Jahre) entsteht über mehrere Zwischenstufen das längerlebige Radium-Isotop ^{226}Ra (Halbwertszeit 1.602 Jahre), welches das Mutternuklid von ^{222}Rn , dem häufigsten Radon-Isotop, bildet. ^{222}Rn hat eine Halbwertszeit von nur 3,8 Tagen, dies reicht jedoch aus, damit das Edelgas Radon aus den obersten Erdschichten zur Erdoberfläche diffundiert und sich hier vor allem in Gebäuden (besonders im Keller), aber auch in Rohrleitungen, Höhlen und Bergwerken sowie im Grundwasser anreichert. Im Mittel findet sich in der Erdatmosphäre ein Radonatom auf 10^{21} Moleküle. Radon ist damit eines der seltensten Bestandteile der Luft, aber stellt trotzdem für den größten Teil der Bevölkerung die Hauptquelle der Strahlenbelastung dar (OATWAY et al. 2016).

^{222}Rn zerfällt zu ^{218}Po (Polonium, Halbwertszeit 3,05 Minuten), dieses wiederum zu ^{214}Pb (Blei, 26,8 Minuten); beide sind unter natürlichen Bedingungen Festkörper und werden, im Unterschied zum Edelgas Radon an Oberflächen und Partikeln, adsorbiert (FEWS et al. 1999a). Diese Adsorption wird dadurch erleichtert, dass die Isotope direkt nach ihrer Entstehung positiv geladen sind: in der Luft lagern sich 92% aller ^{218}Po -Isotope an Partikel an, die übrigen 8% verbleiben in der Form eines Molekülclusters mit Durchmesser zwischen 0,5-5 nm (COHEN et al. 1995). Trotz einer schnell einsetzenden Neutralisierung werden die im Gleichgewicht erwarteten Anteile geladener Partikel weit überschritten: in Testkammer-Experimenten (mit Radium-haltigen Standard-Radonquellen und Partikelgrößen von im Durchschnitt etwa 100 nm) ergab sich ein Anteil geladener Partikel von 32% für ^{218}Po -haltige und sogar 91% für ^{214}Pb -haltige Partikel (MAIELLO & HARLEY 1989; COHEN et al. 1995). ^{214}Pb zerfällt seinerseits zu ^{214}Bi (Wismut, 19,9 Minuten), auch für dieses Isotop liegen Messungen aus der Umgebung von Hochspannungsleitungen vor, siehe Abschnitt 5.2.5.

5.2.5 Deposition von geladenen Schadstoffen an Oberflächen

Eine mögliche gesundheitsrelevante Wirkung von Hochspannungsleitungen kann darin bestehen, dass geladene Partikel im Allgemeinen, und somit auch geladene Schadstoffe, durch die Wirkung der elektrischen Felder akkumuliert werden. In der freien Luft ist dies praktisch ausgeschlossen: dafür müssten die Feldkräfte stärker sein als die Zerstreuung dieser Akkumulationen durch Gravitation oder Turbulenz, dies ist nicht der Fall (SWANSON & KHEIFETS 2006). Auch die unten diskutierten Studien von HENSHAW et al. (1996) und FEWS et al. (1999a) schlossen dies sowohl aufgrund theoretischer Überlegungen als auch aufgrund von Messungen aus.

Sehr wohl möglich ist eine durch elektrische Felder verstärkte Akkumulation geladener Partikel an Oberflächen. SWANSON & JEFFERS (1999) präsentierten in ihrem Review eine Grobabschätzung der dazu minimal erforderlichen elektrischen Feldstärke. Demnach ist ein solcher Effekt dann plausibel, wenn die Strecke, welche geladene Partikel aufgrund der elektrischen Feldkräfte in einer bestimmten Zeit zurücklegen, länger ist als die Strecke, welche diese Partikel aufgrund der Wirkung von Brownscher Molekularbewegung und Turbulenz zurücklegen würden. Im Fall von 50-Hz-Wechselfeldern wird die Distanz durch die Amplitude der elektrischen Feldstärke bestimmt. Bei Annahme typischer Ultrafeinpartikel (an welche sich Radon-Zerfallsprodukte bevorzugt anlagern), ergibt sich in Innenräumen (wo Turbulenz normalerweise keine Rolle spielt) demnach eine Mindest-Feldstärke von 1.000 V/m, und im Freien sogar von 100.000 V/m. Für die Abschätzung der zurücklegbaren Wegstrecke in statischen elektrischen Feldern, wie sie an Gleichstromleitungen erzeugt werden, muss zusätzlich die Lebensdauer der Partikelladungen (in der Regel bis zur Neutralisierung durch ein entgegengesetzt geladenes Ion) berücksichtigt werden; SWANSON & JEFFERS (1999) nahmen hier etwa eine Sekunde an. Damit ergab sich, dass bei statischen Feldern bereits weniger als ein Hundertstel der Feldstärke, im Vergleich zum quadratischen Mittel der Feldstärke eines 50-Hz-Wechselfeldes, genügt, um denselben Effekt zu bewirken, grob ergeben sich damit Mindeststärken des elektrischen Felds von nur 10 V/m im Innern und 1.000 V/m im Freien.

Aber auch die um einen Faktor 100 höheren Mindestwerte für 50-Hz-Wechselfelder werden in der Praxis durchaus erreicht: an stark konvexen Oberflächen wird das elektrische Feld erheblich verstärkt. Zu solchen Oberflächen zählen auch Personen, welche sich in der Nähe einer Hochspannungsleitung aufhalten, und hier insbesondere der Kopfbereich. FEWS et al. (1999a), siehe unten, ging davon aus, dass unter typischen Wechselspannungsleitungen üblicherweise Felder zwischen 1.000 und 6.000 V/m herrschen, im Kopfbereich erfolgt aber eine Verstärkung um bis zu einen Faktor 18, also etwa auf 20.000 bis 120.000 V/m, womit die oben genannten Bedingungen selbst im Freien und bei Wechselspannungsleitungen erreichbar wären. Als Beispiel für Gleichspannungsleitungen sei die Modellstudie von LI et al. (2012) genannt, welche eine in 18 Metern Höhe hängende bipolare 800-kV-Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragungsleitung (HGÜ) simulierte. Rund um eine sich direkt unter der Leitung befindliche Person ergab sich eine Verstärkung des elektrischen Felds um etwa den Faktor 12, von etwa 34-35.000 auf etwa 420-435.000 V/m (die ebenfalls modellierte Ionenkonzentration in der Luft blieb hingegen praktisch unbeeinflusst. Siehe auch Abschnitt 2.1.4).

Zum Thema der direkten Ablagerung am Körper von Personen, welche sich unter einer Hochspannungsleitung befindet, sind vor allem die Studien von HENSHAW et al. (1996) und FEWS et al. (1999a) relevant (beide entstammen derselben Arbeitsgruppe an der University of Bristol; D. L. Henshaw und A. P. Fews sind Mitautoren der jeweils anderen Studie). Hier wurde von typischen Wechselspannungsleitungen ausgegangen, auf Gleichspannungsleitungen wurde nicht eingegangen (und es konnte bislang auch keine andere einschlägige Publikation identifiziert werden, die speziell auf HGÜ fokussiert). Die Studien umfassten sowohl theoretische Betrachtungen als auch Experimente mit maßstäblichen Labormodellen, in welchen elektrische Wechselspannungsleitungen und, im Fall der Studie von FEWS et al. (1999a), unter den Leitungen befindliche Personen simuliert wurden. Die verwendeten mathematisch-physikalischen Modelle sind allgemeingültig für geladene Partikel, die Studien fokussierten allerdings auf Partikel, welche Radon-Folgeprodukte enthalten, da hier bereits niedrige Konzentrationen signifikanten biologische Wirkungen haben können und diese zudem in überproportional hohem Maße im geladenen Zustand vorliegen, siehe Abschnitt 5.2.4. FEWS et al. (1999a) berechneten, dass die unter einer

Wechselspannungsleitung über die Haut aufgenommene Strahlendosis aufgrund der Ablagerung von Radon-Folgeprodukten um den Faktor 1,4–2,9 über der Strahlendosis liegen kann, welche Personen normalerweise im Freien über die Haut aufnehmen. Daraus entwickelten FEWS et al. (1999a) die folgende Hochrechnung: generell sind Personen sowohl im Freien als auch im Innern von Gebäuden radioaktiver Strahlung ausgesetzt, im Freien ist die Exposition jedoch im Allgemeinen deutlich höher. Wenn eine Person etwa 10% ihrer Zeit im Freien verbringt, beträgt die durchschnittliche auf die Haut wirkenden Strahlendosis etwa 18,3 mSv (Milli-Sievert) pro Jahr, wovon etwa 50% (9,2 mSv) im Freien aufgenommen wurden. Nimmt man nun an, dass diese Person diese 10% der Zeit komplett unter einer Hochspannungsleitung verbrachte, erhöht sich die im Freien aufgenommene Dosis auf 12,8-26,5 mSv und die totale Jahresdosis auf 22,1–36,4 mSv, also etwa um den Faktor 1,2-2,0.

Dass eine Person 10% des Jahres im Freien unter einer Hochspannungsleitung und die übrige Zeit im Haus verbringt, dürfte allerdings eher ungewöhnlich sein (siehe u.a. den Kommentar von SWANSON & JEFFERS (2000) und von FEWS & HENSHAW (2000) gegebene Antwort). Eine ähnliche oder höhere Steigerung der Jahres-Dosis würde sich auch ergeben, wenn sich die betreffende Person einfach häufiger im Freien aufhält. SWANSON & JEFFERS (1999) wiesen in ihrem Review darauf hin, dass eine Verdopplung der Zahl radioaktiver Zerfälle auf der (gegenüber Strahlung eher unempfindlichen) Haut kaum gesundheitliche Implikationen haben sollte; am ehesten wäre eine kausale Verbindung zum Auftreten von Hautkrebs denkbar, aber kaum für Leukämie (für welche am häufigsten der Verdacht geäußert wird, dass sie im Umfeld von Hochspannungsleitungen gehäuft auftritt, siehe dazu Kapitel 6). HENSHAW et al. (1996) hypothetisierten deshalb über weitere verstärkende Mechanismen, z.B. eine Akkumulation im Mund-Nasen-Bereich, und daraus resultierende erhöhte Inhalation von Radon-Zerfallsprodukten, oder aber die Generation elektrischer Felder im Innern des Atemtrakts durch die Wirkung des magnetischen Wechselfeldes (das äußere elektrische Feld kann nicht in den Körper eindringen, das Magnetfeld sehr wohl), konnten dies aber nicht belegen, sondern erachteten weitere Forschungen für notwendig.

Auch an der Vegetation (besonders Baumnadeln) oder auch Bauelemente der Leitung selbst (Isolatoren) kann es zu signifikanten Erhöhungen des elektrischen Feldes und damit der Deposition kommen; hier ist vorstellbar, dass die an solchen Oberflächen aufkonzentrierten Stoffen zum Beispiel durch einen Windstoß in konzentrierter Form wieder verteilt werden oder durch den Menschen bei Berührung der Oberflächen aufgenommen werden können. Umgekehrt bemerkten SWANSON & JEFFERS (1999) in ihrem Review, dass eine erhöhte Deposition an Oberflächen gleichzeitig eine Verringerung der Konzentration der jeweiligen Stoffe in der Luft bedeuten sollte, dies wäre aus gesundheitlicher Sicht dann eher positiv zu bewerten.

Zu Radon-Folgeprodukten in der Umgebung von Hochspannungsleitungen sind die folgenden Studien relevant: TAMMET & KIMMEL (1998) maßen die Aktivität von ^{214}Bi an den Nadeln von Fichten, welche direkt unter einer 330-kV-Wechselstromleitung wuchsen. An Nadeln, welche vom Baumwipfel entnommen wurden, wurde eine sehr hohe spezifische Aktivität von etwa 12 kBq/kg gemessen, an weiter unten entnommenen Nadeln ergab sich eine Aktivität von nur etwa 1-3 kBq/kg. Die Messungen stimmten laut den Autoren zufriedenstellend mit (nicht detailliert dargelegten) theoretischen Schätzungen überein. HAIDER et al. (2018) maßen die Konzentration von Radon-Zerfallsprodukten in der Luft in Bagdad, Iraq. Hier ergaben sich im Freien direkt unter einer 132-kV-Wechselspannungsleitung, in einigen Fällen aber auch noch bis zu 30 Metern davon entfernt, Aktivitäten von etwa 80-90 Bq/m³, während die Aktivitäten in größeren Abständen, nur im Bereich von 30-35 Bq/m³ lagen (also etwa um einen Faktor 3 niedriger). Bei Messungen innerhalb von Wohnungen, welche sich etwa 20 Meter von dieser Leitung entfernt befanden, lagen die Aktivitäten bei etwa 70-75 Bq/m³, in größeren Abständen nur bei etwa 35-40 Bq/m³ (etwa Faktor 2). Die Ursache ist unklar; der Befund steht auf dem ersten Blick im Widerspruch zu der obigen Feststellung, dass es in der Luft zu keiner Aufkonzentrierung kommen sollte. Möglich ist allerdings, dass hier primär erhöhte Aktivitäten an der Bodenoberfläche oder an den Elementen der Leitung entstanden, welche dann durch den Wind verwirbelt wurden. Insgesamt muss dieser Befund momentan jedoch als isoliert betrachtet werden.

Mit einem anderen Schadstoff befassten sich ÖBERG & PELTOLA (2009): sie maßen die Konzentration von Polychlorierten Biphenylen (PCB) in Kiefernnadeln. Die Nadeln stammten aus Schweden, zum einen von

insgesamt 8 Positionen aus der Nähe einer 400-kV-Wechselstrom-Hochspannungsleitung zum anderen von 8 weiter entfernt liegenden Referenzorten. Bei den Proben aus der Leitungsnähe ergaben sich an drei Orten Werte zwischen 200 und 400 pg/g, an drei weiteren etwa 600 pg/g, an einem etwa 800 pg/g und an einem sogar etwa 1.600 pg/g (die Einheit versteht sich als Pikogramm PCB pro Gramm Trockengewicht der Nadeln). Die 8 Referenzorte ergaben näher beieinanderliegende Werte im Bereich von etwa 250-450 pg/g.

ZHANG et al. (2018) untersuchten die Schmutzablagerungen an Isolatoren einer 500-kV-Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragungsleitung (HGÜ) in China. Das Thema ist für die Leitungsbetreiber relevant, da Isolatoren nicht über einen bestimmten Grad hinaus verschmutzen sollten, um Überschläge zu vermeiden. Standardmäßig wird zu diesem Zweck (nicht nur im Rahmen dieses Experiments, sondern routinemäßig durch die Leitungsbetreiber) ein Dummy-Isolator an den Masten in gewisser Entfernung zum Leiterseil aufgehängt, so dass Abnahme und Laboruntersuchung des Verschmutzungsgrads ohne Abschalten der Leitung möglich sind. An den operationellen Isolatoren der Leitung ist die Verschmutzung allerdings höher, d.h. die am Dummy festgestellte Verschmutzung muss mit einem Korrekturfaktor multipliziert werden. Zur Bestimmung dieses Faktors führten ZHANG et al. (2018) zum einen eine numerische Modellstudie durch, zum anderen führten sie auch Messungen der Verschmutzung sowohl eines operationellen Isolators als auch eines Dummys durch. Es ergab sich sowohl im Modell als auch in den Messungen ein Korrekturfaktor von etwa 2 (d.h. der operationelle Isolator verschmutzt doppelt so schnell wie der Dummy).

Der Vollständigkeit halber soll hier eine Fall-Kontroll-Studie zum Thema Kinderleukämie und Hochspannungsleitungen in Dänemark erwähnt werden (PEDERSEN et al. 2014b. Zum Thema selbst siehe Kapitel 6). Die Studie konnte keine statistisch signifikant erhöhte Häufigkeit von Kinderleukämie in der Umgebung von Hochspannungsleitungen bestätigen, sie kam aber zu dem Schluss, dass Adressen in der Umgebung derartiger Leitungen in Dänemark häufiger erhöhten Radonbelastungen ausgesetzt sind als die übrigen Adressen. Diese Radonbelastung wurde allerdings nicht gemessen, sondern auf der Basis von geographischer Region, Bodentyp, Haustyp (einschließlich Baumaterial) und Wohntage abgeschätzt. Die Autoren bieten keine Erklärung. Die plausibelste Erklärung wäre, dass bestimmte Gebäudetypen häufiger in der Nähe von Hochspannungsleitungen auftreten. In jedem Fall besteht KEINE ursächliche Beziehung zwischen der berechneten Radonbelastung und den vorbeiführenden Hochspannungsleitungen.

5.2.6 Sekundäre elektrische Felder und deren Wirkung

Unter sekundären elektrischen Feldern sollen hier Felder verstanden werden, welche durch die Bewegung von Ladungsträgern mit dem Wind generiert werden; sie stehen somit in ursächlichem Bezug zu den an Hochspannungsleitungen erzeugten Ionen und geladenen Partikeln. FEWS et al. (2002) und HENSHAW, WARD & MATTHEWS (2008) schlugen eine Hypothese zur gesundheitlichen Wirkung dieser sekundären Felder vor, welche hier kurz erläutert werden soll.

HENSHAW, WARD & MATTHEWS (2008) präsentierten eine Messreihe, bei welcher innerhalb einer Stunde die elektrischen Felder in verschiedenen Entfernungen (zwischen 100 und 800 Metern) windauf- und abwärts einer 400-kV-Wechselspannungsleitung gemessen wurden: windabwärts fluktuieren sie eher schnell (etwa im Minutentakt) zwischen typischerweise 400 und 1.400 V/m; die Änderungsraten können laut HENSHAW, WARD & MATTHEWS (2008) 100 V/m/s erreichen. Windaufwärts lag die elektrische Feldstärke die gesamte Zeit praktisch stabil auf etwa 200 V/m. HENSHAW, WARD & MATTHEWS (2008) wiesen darauf hin, dass, wie im Abschnitt 5.2.5 diskutiert, elektrische Felder im Kopfbereich eine signifikante Verstärkung erfahren können. Bei einem stehenden Erwachsenen kann diese etwa den Faktor 18 betragen, somit würden kurzzeitig Felder von etwa 18.000 V/m und selbst im Stundenmittel noch bis zu 15.000 V/m produziert, die Änderungsrate beträgt kurzzeitig bis zu 2.000 V/m/s. Zum Vergleich: das primäre elektrische Feld am Boden unter einer typischen Wechselspannungsleitung beträgt zwischen 1.000 und 6.000 V/m (FEWS et al. 1999a) ohne Berücksichtigung von Verstärkungen an Oberflächen.

Generell hat das natürliche elektrische Feld bei Schönwetter typischerweise einen Mittelwert von etwa 150 V/m und variiert im Tagesverlauf langsam um etwa 20 Prozent: das Minimum wird um etwa 3-6 Uhr morgens und das Maximum um etwa 18-20 Uhr abends (jeweils lokale Sonnenzeit) erreicht. Die Hypothese ist nun, dass der menschliche Organismus seinen circadianen Rhythmus (Schlaf-Wach-Rhythmus) unter

anderem an diesen langsamen Feldvariationen orientiert; schnelle Änderungen wie die beobachteten Fluktuationen windabwärts von Hochspannungsleitungen würden diesen Rhythmus empfindlich stören. Als Beleg für diese These zitieren HENSHAW, WARD & MATTHEWS (2008) Arbeiten, in welchen Versuchspersonen einige Zeit in einen Faradayschen Käfig verbrachten. Generell verlängerte sich bei diesen Personen der circadiane Rhythmus, wurden sie aber gleichzeitig einem schwachen elektrischen Wechselfeld ausgesetzt, verkürzte er sich. Eine Amplitude von nur 2,5 V/m genügte. Wurde dieses Feld zudem jeweils für 12 Stunden ein- und ausgeschaltet, passten die Personen ihren circadianen Rhythmus an diese Intervalle an. HENSHAW, WARD & MATTHEWS (2008) schließen zwar nicht aus, dass in diesen Experimenten mit 10 Hz eine besonders günstige Frequenz gewählt wurde, allerdings lagen die eingesetzten Amplituden so niedrig, dass man auch bei ungünstigeren Frequenzen, aber höheren Amplituden, Effekte erwarten sollte. HENSHAW, WARD & MATTHEWS (2008) weisen in dem Zusammenhang auf die Wetterfühligkeit sensibler Personen mit Bezug auf Gewitter hin. HENSHAW, WARD & MATTHEWS (2008) zitieren Evidenzen, dass die Produktion von Melatonin (ein Hormon, welches den circadianen Rhythmus steuert) durch elektrische Felder beeinflusst wird; diese Versuche wurden mit Ratten durchgeführt, die eingesetzten Felder hatten hier aber die Größenordnung von 10.000 V/m. HENSHAW, WARD & MATTHEWS (2008) präsentieren schließlich Indizien und Hypothesen für eine Kausalbeziehung zwischen der Produktion von Melatonin und Krankheiten wie Leukämie (siehe dazu auch Kapitel 6. Die Hypothesen von FEWS et al. (2002) und HENSHAW, WARD & MATTHEWS (2008) erscheinen auch dadurch motiviert zu sein, dass die Autoren prinzipiell eine Häufung von Kinderleukämie-Fällen im Umfeld von Hochspannungsleitungen als nachgewiesen betrachten, aber gleichzeitig anerkennen, dass klassische Ansätze, wie die Vermutung einer Ladungs-induzierten Depositionsverstärkung von Partikeln in der Lunge, diese bisher nicht kausal erklären konnten).

Generell ist der menschliche Körper ein sehr guter elektrischer Leiter, so dass quasistatische oder niederfrequente elektrische Felder hier nicht eindringen können; die mit den Feldern transportierte Energie kann somit nicht kausal für die beobachteten Prozesse sein. Allerdings sorgen laut HENSHAW, WARD & MATTHEWS (2008) die marginalen Unterschiede in der elektrischen Leitfähigkeit verschiedener Körpergewebe dafür, dass unter Einfluss dieser äußeren Variationen des elektrischen Feldes elektrische Signale im Körper entstehen können. Diese haben die Größenordnung von elektrischen Impulsen, welche im Körper zur Kommunikation in den Zellen sowie zwischen Gehirn, Nerven und Muskeln wirksam werden. Hier vermuten die Autoren entsprechend die Kausalverbindung.

5.3 Deposition in Lunge und Atemwegen: Das ICRP-Modell

5.3.1 Grundlegendes

Die Deposition von Partikeln im Atemtrakt wird durch zwei Größen beschrieben (die Bezeichner η und DE wurden aus dem im Folgenden beschriebenen ICRP-Modell übernommen):

- die Depositionswahrscheinlichkeit η ist die Anzahl der in einem bestimmten Abschnitt des Atemtrakts deponierten Partikel relativ zu allen Partikeln, welche diesen Abschnitt erreichen. Für einen gegebenen Atemwegs-Abschnitt ist sie eine Funktion sowohl von Eigenschaften der Partikel selbst (Größe, Dichte, Ladung) als auch der äußeren Bedingungen (z.B. dem Fluss, d.h. dem eingeatmeten Luftvolumen pro Zeit, dieses wiederum hängt von Alter, Geschlecht und Aktivitätsprofil der Person ab).
- die Fraktionelle Deposition DE ist die Anzahl der in einem bestimmten Abschnitt des Atemtrakts deponierten Partikel relativ zu allen Partikeln, welche sich ursprünglich im eingeatmeten Luftvolumen befanden. Die Fraktionelle Deposition wird somit von der Depositionswahrscheinlichkeit η sowohl in diesem Atemwegsabschnitt als auch in allen Abschnitten, welche der Luftstrom zuvor passierte, bestimmt. Zudem spielt die Größe Φ für diesen und alle vorherigen Abschnitte eine Rolle: Φ ist der volumetrische Anteil der eingeatmeten Luft, welcher einen bestimmten Abschnitt des Atemtrakts erreicht.

Für Partikel mit aerodynamischem Durchmesser d_{ae} bis zu etwa 1 μm ist die sogenannte Inhalierbarkeit praktisch gleich 1, die Fraktionelle Deposition ist damit identisch zur Anzahl der in einem bestimmten

Abschnitt des Atemtrakts deponierten Partikel relativ zu allen eingeatmeten Partikeln. Bei aerodynamischen Durchmessern größer als 1 μm hingegen tritt ein Teil der Partikel gar nicht erst in Mund bzw. Nase ein, die Inhalierbarkeit ist damit kleiner als 1 und die Fraktionelle Deposition ist somit kleiner als der Wert, welcher sich bei Division der Anzahl deponierter Partikel durch die Anzahl eingeatmeter Partikel ergeben würde. Zur genauen quantitativen Beschreibung der Inhalierbarkeit siehe Gleichung (8.2-2) im Abschnitt 8.2.1: Bei nicht zu hoher Windgeschwindigkeit konvergiert die Inhalierbarkeit mit wachsendem Partikeldurchmesser gegen einen Wert von etwa 0,5, welchen sie oberhalb von $d_{ae} \approx 10 \mu\text{m}$ erreicht. Hohe Windgeschwindigkeiten können die Inhalierbarkeit jedoch bei sehr großen Partikeln im Extremfall wieder auf bis zu 1 steigern.

Es muss an dieser Stelle betont werden, dass die Fraktionelle Deposition nur einen, wenn auch wichtigen, Teilaspekt der Einschätzung der gesundheitlichen Wirksamkeit darstellt. Auch die Rate und Geschwindigkeit, mit welcher die deponierten Partikel im Körper weiterbefördert werden bzw. diesen eventuell verlassen, hängt signifikant von verschiedenen Partikeleigenschaften ab. Der Partikel-Größenbereich, in welchem es zur stärksten Fraktionellen Deposition kommt, ist somit nicht zwingend auch der Größenbereich, in welchem die gesundheitliche Wirksamkeit am höchsten ist. Da das weitere Schicksal der deponierten Partikel nicht mehr von der Partikelladung abhängt (diese wird bei der Deposition neutralisiert), soll dieser Aspekt hier nicht vertieft werden. Es soll hier nur eine Beispielstudie genannt werden: CHOI et al. (2010) untersuchten in Tierversuchen den Übergang von Ultrafeinpartikeln von der Lunge in Blut und Lymphe; die Studie wurde durch KREYLING, HIRN & SCHLEH (2010) kurz zusammengefasst. Nicht-kationische Partikel mit einem Durchmesser größer als 34 nm verblieben demnach länger in der Lunge, darunter wurden sie effektiv im Lymphsystem verteilt. Partikel kleiner als 6 nm wiederum werden in hohem Maße im Blut aufgelöst und über die Nieren ausgeschieden.

5.3.2 Aufbau des ICRP-Modells

Die Internationale Strahlenschutz-Kommission (*International Commission on Radiological Protection*, ICRP) publizierte im Jahr 1994 das *Human Respiratory Tract Model for Radiological Protection* (ICRP 1994), welches oft einfach als ICRP-Modell bezeichnet wird. Im Detail wird das ICRP-Modell im Anhang 8.2 beschrieben.

Das ICRP-Modell unterteilt den Atemtrakt in 5 Abschnitte:

- Extrathorakale Atemwege 1 (ET₁): vordere Nasengänge. Dieser Bereich wird nur bei Atmung durch die Nase durchströmt.
- Extrathorakale Atemwege 2 (ET₂): hintere Nasengänge, Mund, Rachen und Kehlkopf. Für diesen Bereich ergeben sich separate Parameter, je nachdem ob die Atmung durch Nase oder Mund erfolgt. Denn selbst bei geschlossenem Mund gelangt ein Teil der über die Nase eingeatmeten Luft auch in die Mundhöhle. Sofern die Atmung über beide Wege erfolgt, werden die sich ergebenden Depositionswahrscheinlichkeiten addiert.
- Bronchialregion (BB₁, im ICRP-Modell als BB bezeichnet): Luftröhre und Bronchien (Generationen 0-8. Als Generation bezeichnet man die Verzweigungen der Atemwege: an jeder Generation teilen sie sich in zwei oder mehr Wege. Generation 0 ist die Luftröhre).
- Bronchioläre Region (bb₂, im ICRP-Modell als bb bezeichnet): Bronchiolen (Generationen 9-15, diese haben einen Durchmesser kleiner als 2 mm).
- Alveolär-Interstitielle Region (AI): von den respiratorischen Bronchiolen bis zu den Lungenbläschen (Generationen 16-26).

Bis auf die Alveolär-Interstitielle Region (AI) wird jeder Bereich zweimal durchströmt: einmal beim Ein- und einmal beim Ausatmen. Im Bereich AI ist dafür die Verweilzeit der Luft mit Abstand am längsten (siehe Tabelle 8.2-3 im Abschnitt 8.2.2).

Während des Aufenthalts der Luft in diesen Abschnitten können sich nun Partikel ablagern. Den Angaben gemäß ist das ICRP-Modell auf einen Bereich von einem Volumen-äquivalenten Durchmesser 0,5 nm bis zu einem aerodynamischen Median-Durchmesser von 100 μm anwendbar. Bei letzterem Wert handelt es sich

um den Medianwert einer polydispersen Log-Normalverteilung, d.h. faktisch muss das Modell noch für Partikel mit aerodynamischem Durchmesser von bis zu etwa 1 mm Größe korrekte Werte liefern. Oberhalb von etwa 10 μm ergibt das Modell allerdings eine praktisch 100%ige Deposition aller eingeatmeten Partikel im Bereich der Extrathorakalen Atemwege, die tieferliegenden Atemwegsabschnitte werden nicht mehr erreicht.

In jedem Abschnitt wirken zwei Depositionsmechanismen:

- **Thermodynamische Deposition:** durch Diffusion der Partikel zur Wand der Atemwege. Dieser Mechanismus ist umso bedeutender, je kleiner die Partikel sind. Die thermodynamische Deposition hängt primär vom thermodynamischen Partikel-Durchmesser d_{th} ab, dieser entspricht praktisch der landläufigen Definition eines Partikel-Durchmessers (siehe Abschnitt 5.1.2 zu den Durchmesser-Definitionen).
- **Aerodynamische Deposition:** durch Sedimentation und Impaktion. Ersteres beschreibt Ablagerung aufgrund der Schwerkraft, letzteres aufgrund der Trägheit: träge Partikel können in gebogenen Abschnitten des Luftwegs dem Luftstrom nicht folgen und berühren die Wand. Beide Mechanismen werden umso bedeutender, je größer und damit schwerer die Partikel sind. Die aerodynamische Deposition hängt primär vom aerodynamischen Durchmesser d_{ae} ab. Wenn die Dichte des Partikels von der Dichte von Wasser abweicht, unterscheidet sich der aerodynamische Durchmesser auch für sphärische Partikel vom thermodynamischen Durchmesser. Unter Einsetzen der vom ICRP-Modell empfohlenen Standard-Parameter (siehe Abschnitt 8.2.3) ergibt sich für Partikel größer als 1 μm ein Verhältnis d_{ae}/d_{th} von etwa 1,4, zu kleineren Partikeln steigt das Verhältnis an und stabilisiert sich für Partikel kleiner als etwa 10 nm bei etwa 2.

Die Standardparameter des Modells erlauben die Berechnung für verschiedene Arten von Personen: Erwachsene und 15-jährige, jeweils männlich und weiblich, dazu 10-, 5- und 1-jährige und 3 Monate alte Kinder. Hinsichtlich der Aktivität verwendet das ICRP-Modell vier Standardprofile: Schlaf, Sitzen, leichte und schwere Tätigkeit. Das Modell unterscheidet zudem noch zwischen Normalatmern, welche (außer bei schwerer Tätigkeit) ausschließlich durch die Nase atmen, und Mundatmern, welche stets auch zu einem vom Aktivitätsprofil abhängigen Anteil durch den Mund atmen.

Das Modell funktioniert wie folgt: Zunächst erfolgt die Berechnung der aerodynamischen und thermodynamischen Depositionswahrscheinlichkeit η_{ae} und η_{th} für jeden Atemtrakt-Abschnitt. Mit Ausnahme des Abschnitts AI wird jeder Abschnitt zweimal passiert. Für nicht-hygroskopische Partikel ergeben sich (mit einer Ausnahme) beim Ein- und Ausatmen identische Depositionswahrscheinlichkeiten, bei hygroskopischen Partikeln muss zusätzlich die Vergrößerung des Partikeldurchmessers bei jeder Passage eines Abschnitts beachtet werden. Aus η_{ae} und η_{th} ergibt sich die totale Depositionseffizienz η für jeden Atemwegs-Abschnitt. Von eigentlichem Interesse ist jedoch die Fraktionelle Deposition DE . Diese wird durch eine iterative Rechnung entlang des Atemwegs berechnet: die Luft gelangt zunächst in Nase und Mund, hier ergibt sich DE beim Einatmen einfach aus dem Produkt aus η und dem relativen Anteil des Luftstroms, welcher über die Nase bzw. den Mund fließt (bei Partikeln größer als 1 μm muss zusätzlich noch eine Multiplikation mit der sogenannten Inhalierbarkeit erfolgen, da nun weniger als 100% der vorhandenen Partikel dieser Größe eingeatmet werden). Für alle folgenden Abschnitte ergibt sich DE aus dem Wert für DE im vorigen Abschnitt und den Werten für η und Φ in diesem und im vorigen Abschnitt; Φ ist hierbei der volumetrische Anteil der eingeatmeten Luft, welcher einen bestimmten Abschnitt des Atemtrakts erreicht. In einem finalen Schritt müssen schließlich für jeden Abschnitt des Atemtrakts die sich beim Ein- und Ausatmen ergebenden Werte für DE addiert werden (Ausnahme: Abschnitt AI, dieser wird nur einmal passiert. Im Fall des Abschnitts ET₂ hingegen müssen im Allgemeinen vier Werte addiert werden: die Fraktionelle Deposition für die Atmung durch Mund und Nase, jeweils separat für Ein- und Ausatmung).

5.3.3 Ergebnisse des ICRP-Modells

Abbildung 5.3-1 zeigt die Fraktionelle Deposition DE in Abhängigkeit vom thermodynamischen Partikeldurchmesser. Diese wurde für die Atemwegsabschnitte Extrathorakale Atemwege 1 (ET₁, hellgrüne

offene Dreiecke) und 2 (ET₂, dunkelgrüne volle Dreiecke), Bronchialregion (BB₁, hellblaue offene Karos), Bronchioläre Region (bb₂, dunkelblaue volle Karos) und Alveolär-Interstitielle Region (AI, rote offene Kreise) berechnet, zudem wurde die Summe (volle schwarze Quadrate) dargestellt. Linien ohne Symbole in derselben Farbe zeigen die Verläufe, welche sich ergeben würden, wenn entweder ausschließlich die thermodynamische oder ausschließlich die aerodynamische Deposition wirken würde: erstere ist bei kleinen, letztere bei großen Partikeln relevant.

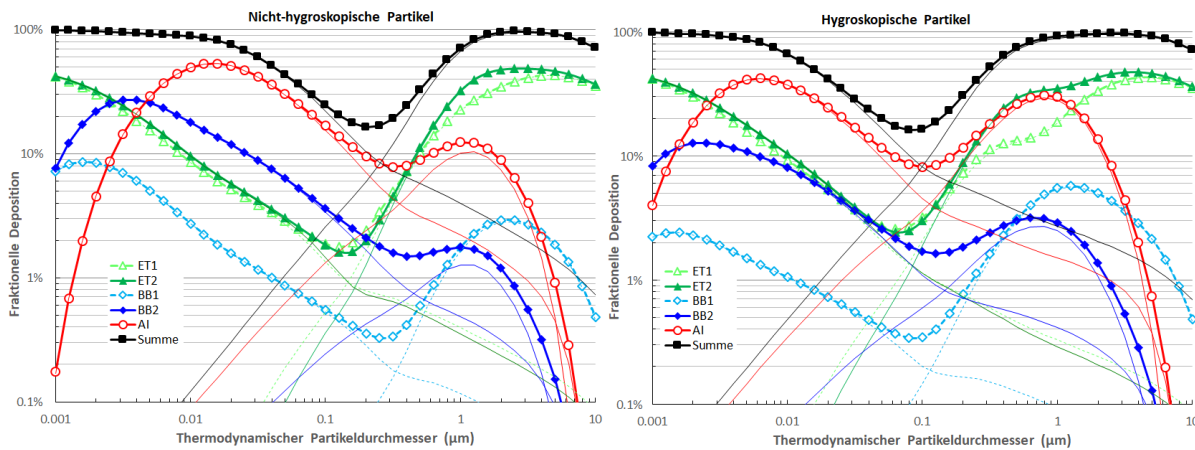


Abbildung 5.3-1: ICRP-Modell: Fraktionelle Deposition DE in Abhängigkeit vom thermodynamischen Partikeldurchmesser. Annahme: Männlicher Erwachsener, Normalatmer, leichte Aktivität.

In Abbildung 5.3-1 links sind die Ergebnisse für die folgenden Parameter dargestellt: Männlicher Erwachsener, Normalatmer, leichte Aktivität, nicht-hygroscopische Partikel. Sofern nicht explizit anders dargestellt, sollen in diesem Kapitel stets diese Parameter genutzt werden, um die Deposition laut ICRP-Modell zu berechnen (denn „leichte Aktivität“ sollte in der Regel am besten dem Aktivitätsprofil einer Person entsprechen, welche sich im Freien nahe einer Hochspannungsleitung aufhält).

In Abbildung 5.3-1 rechts erfolgte die Berechnung für hygroscopische Partikel und ansonsten dieselben Parameter; der Durchmesser, als dessen Funktion die Fraktionelle Deposition dargestellt wurde, ist hier der Partikeldurchmesser vor dem Einatmen (der tatsächliche Durchmesser wächst kontinuierlich an, siehe Abschnitt 8.2.4).

Die Verwendung anderer Parameter liefert grundsätzlich ähnliche Verläufe. Eine detaillierte Darstellung ist jedoch nicht Ziel dieses Kapitels, die Darstellung erfolgt vorrangig zur Illustration der Wirkprozesse und Größenordnungen und zur Abschätzung der Bereiche, in welchen eventuelle Ladungseffekte die Deposition signifikant erhöhen könnten. Für graphische Darstellungen der Modellergebnisse siehe auch BAIR (1994) oder VU et al. (2018).

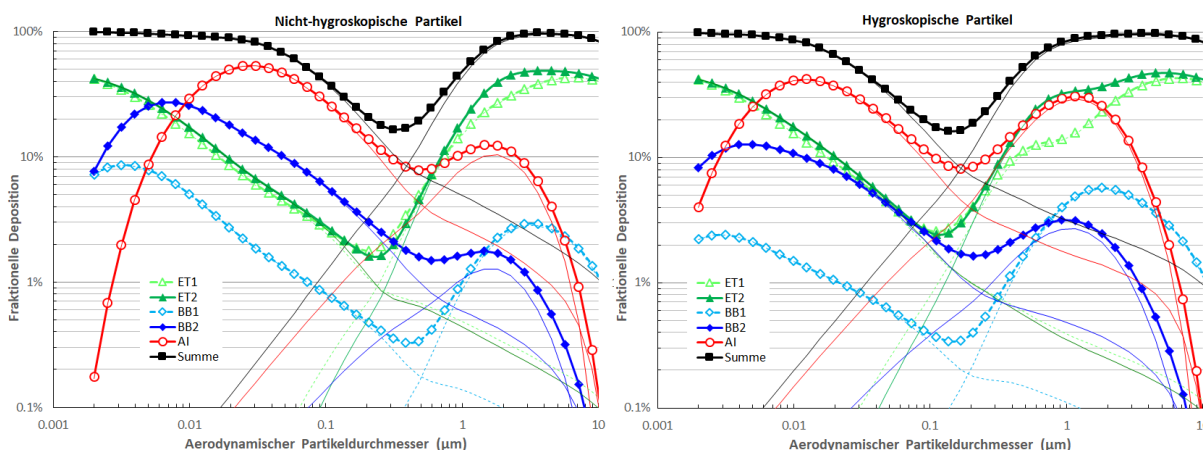


Abbildung 5.3-2: Wie Abbildung 5.3-1, aber als Funktion des aerodynamischen Partikeldurchmessers.

Die aerodynamische Deposition hängt primär nicht vom thermodynamischen, sondern vom aerodynamischen Partikeldurchmesser ab. Deshalb wurde die Darstellung in Abbildung 5.3-2 als Funktion

des aerodynamischen Durchmessers wiederholt. Bei den gezeigten Berechnungen sowohl in Abbildung 5.3-1 als auch Abbildung 5.3-2 wurde die im ICRP-Modell empfohlene Standard-Beziehung zwischen thermodynamischem und aerodynamischem Durchmesser angenommen, siehe Abschnitt 8.2.3; die genaue Beziehung hängt von der Dichte der Partikel ab. Wenn sich die Ergebnisse von Messungen oder Modellstudien auf den thermodynamischen Durchmesser (bzw. den praktisch identischen Volumen-äquivalenten Durchmesser) beziehen, muss ein Vergleich mit Abbildung 5.3-1 erfolgen; wenn zudem die tatsächliche Beziehung zwischen thermodynamischem und aerodynamischem Durchmesser von der Standard-Beziehung abweicht, wäre die Darstellung nur im Bereich kleiner Partikel (links vom Minimum der Deposition) korrekt. Beziehen sich die Vergleichswerte stattdessen auf den aerodynamischen Durchmesser, ist Abbildung 5.3-2 relevant, hier wäre die Darstellung wiederum ggf. nur für große Partikel korrekt.

Die Modell-Ergebnisse erklären sich wie folgt (die im Folgenden genannten Durchmesser und Prozentzahlen beziehen sich, sofern nicht explizit anders dargestellt, auf die thermodynamischen Durchmesser nicht-hygroskopischer Partikel und die sich dafür ergebenden Fraktionellen Depositionen): Partikel mit Durchmesser kleiner als 20 nm diffundieren sehr schnell quer zum Luftstrom, im Zeitraum zwischen Ein- und Ausatmen kommt es mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit zur Wandberührung: Die Wahrscheinlichkeit, dass ein eingeatmetes Partikel mit Durchmesser von 20 nm irgendwo im Atemtrakt deponiert wird, liegt bei 75%, zu noch kleineren Partikeln geht die Wahrscheinlichkeit gegen praktisch 100%. Unter diesen Umständen kann eine zusätzliche Partikelladung die Depositionswahrscheinlichkeit nicht mehr signifikant erhöhen. Sehr kleine Partikel werden dabei offenbar schon mit großer Wahrscheinlichkeit bereits in den oberen oder unteren Atemwegen deponiert und erreichen die AI-Region und damit die Lungenbläschen kaum. Insbesondere Cluster-Ionen (mit einem Durchmesser von nur 0,3-1,6 nm, siehe Abschnitt 4.2.2) werden zum überwiegenden Teil bereits in den oberen Atemwegen deponiert (ET₁ und ET₂), auch deshalb wurde in Abschnitt 5.2.1 eine direkte gesundheitliche Wirkung von Cluster-Ionen praktisch ausgeschlossen. Im Bereich von 15-20 nm erreicht die Fraktionelle Deposition in der AI-Region dann allerdings Werte um 50%, dies sind die maximal erreichten Werte in der AI-Region überhaupt (dies ist der Grund, warum Ultrafeinpartikel (UFP) zunehmend Aufmerksamkeit als potentiell Gesundheitsrisiko erfahren). Eine weitere Erhöhung dieses Maximums durch einen Ladungseffekt erscheint jedoch auch hier kaum möglich, da ein Großteil der übrigen 50% der Partikel bereits vor dem Erreichen der AI-Region deponiert wurde. Eine zusätzliche Ladung der Partikel sollte hier somit, wenn überhaupt, für eine Ausfilterung bereits in den höheren Abschnitten sorgen und damit die Zahl der die AI-Region erreichenden Partikel verringern.

Deposition durch Diffusion bleibt auch noch bis zu Partikelgrößen von 200 nm der dominierende Depositionsmechanismus (COHEN et al. 1995), oberhalb von 20 nm nimmt die Wahrscheinlichkeit der Deposition jedoch stetig ab, sie erreicht bei Durchmessern von etwa 200 nm eventuell ein Minimum von etwa 20%, d.h. die übrigen 80% der Partikel verbleiben im Luftstrom und werden wieder ausgeatmet. Speziell für die AI-Region tritt das Minimum erst bei etwa 300 nm (8%) ein. In diesem Bereich könnte somit ein zusätzlicher Depositions-verstärkender Effekt durch Ladung theoretisch die stärkste Wirkung entfalten.

Oberhalb des Minimums steigt die Wahrscheinlichkeit der Ablagerung wieder. Der Grund ist, dass nun die Masse der Partikel relevant wird (diese ist bei gleicher Dichte proportional zur dritten Potenz des Partikeldurchmessers) – sie wirkt zum einen über die Sedimentation (Ablagerung aufgrund der Schwerkraft), vor allem aber über die Impaktion (Ablagerung aufgrund der Trägheit: an Biegungen der Atemwege können die Partikel dem Luftstrom nicht folgen und kollidieren mit den Wänden). Bei nicht-hygroskopischen Partikeln geschieht die aerodynamische Deposition überwiegend in den oberen und unteren Atemwegen; die Lungenbläschen werden kaum noch erreicht: In der AI-Region wird bei 1 µm ein Maximum von gerade noch etwa 12% erreicht. Einen noch geringeren Anteil haben hier die unteren Atemwege (BB₁ und bb₂), der Grund ist die vergleichsweise kurze Aufenthaltszeit der Luft in diesem Bereich. Bei hygroskopischen Partikeln hingegen tritt auch bei etwa 1 µm noch einmal ein deutliches Depositionsmaximum in der AI-Region ein: hier halten sich die Partikel am längsten auf, d.h. die Durchmesser vergrößerung durch Wasseraufnahme tritt vor allem in der AI-Region ein. In jedem Fall ist auch hier die Möglichkeit einer weiteren Steigerung aufgrund der bereits generell hohen Deposition begrenzt: Oberhalb von 2 µm wird wieder eine totale Deposition von praktisch 100% erreicht.

Oberhalb von 3 μm sinkt die totale Deposition dann erneut, Grund ist, dass nun die Inhalierbarkeit der Partikel unter den Wert 1 sinkt. D.h. ein signifikanter Teil der Partikel dieser Größe wird gar nicht erst eingeatmet. Die eingeatmeten Partikel werden zu praktisch 100% in den oberen Atemwegen (ET_1 und ET_2) deponiert. Der Anteil der deponierten Partikel wäre deshalb hier durch zusätzliche Ladungseffekte nicht mehr steigerbar.

Grob betrachtet findet sich somit ein Fenster, in welchem zusätzliche Ladungseffekte potentiell für hohe Depositionssteigerungen im kompletten Atemtrakt im Allgemeinen und in den Lungenbläschen im Speziellen sorgen könnten, zwischen etwa 20 nm und 1 μm für nicht-hygroskopische Partikel, bei hygroskopischen Partikeln verschiebt es sich zu 10-500 nm.

Abbildung 5.3-1 als auch Abbildung 5.3-2 stellen die Fraktionelle Deposition als Funktion des Partikeldurchmessers dar. Für reale Partikelverteilungen muss aber zusätzlich noch die Partikelgrößenverteilung, d.h. die relative Häufigkeit der einzelnen Durchmesser, berücksichtigt werden. In Abbildung 5.7-7 im Abschnitt 5.7.5 wurde dies beispielhaft durchgeführt.

5.3.4 LEONG et al. (2009): Untersuchung von Bifurkationen

LEONG et al. (2009) untersuchten speziell die aufgrund von Turbulenzen sehr komplexe Dynamik an Bifurkationen (Verzweigungen) der Atemwege. Sie nahmen hier Partikel im Mikrometerbereich und Ladungszahlen im dreistelligen Bereich an. LEONG et al. (2009) kamen zu dem Schluss, dass die Partikelladung die Depositionswahrscheinlichkeit in der Nähe solcher Bifurkationen um fast den Faktor 4 (konkret von etwa 8 auf 29%) erhöhen kann, obwohl die charakteristischen elektrischen Kräfte hier um bis zu etwa 2 Größenordnungen niedriger waren als die entgegenstehenden Reibungskräfte aufgrund des Strömungswiderstands. Eine experimentelle Bestätigung vorausgesetzt, könnte dies bedeuten, dass einfachere Modelle die Deposition geladener Partikel in den Bronchien und Bronchiolen gegebenenfalls signifikant unterschätzen (was dann zwangsläufig mit einer Überschätzung der Deposition in den Lungenbläschen einherginge), allerdings ist ebenso dahingestellt, ob dieser Effekt bereits bei eher niedrigen Partikelladungen, welche windabwärts von Hochspannungsleitungen relevant sind, signifikante Bedeutung besitzt (die Autoren berücksichtigten im Modell nicht nur die Kräfte aufgrund der Partikelladungen, sondern auch die durch die Bewegung dieser Ladungen im Atemtrakt generierten elektrischen Felder, deren Stärke hängt wiederum mit der Partikelbeladung und auch mit der Partikelladungskonzentration zusammen).

LEONG et al. (2009) nahmen in derselben Studie auch experimentelle Überprüfungen vor. Die Ladungs-induzierte Erhöhung der Deposition fiel weniger stark aus als im Modell erwartet, während für ungeladene Partikel Modell und Experiment gut übereinstimmten. LEONG et al. (2009) erwarteten im Modell zwei Maxima der Depositionseffizienz geladener Partikel an Bifurkationen:

- Ein Maximum bei Partikeldurchmessern von etwa 2-3 μm : hier erreicht auch die Deposition ungeladener Partikel ihr Maximum, die Ladung sollte diesen aber nochmals verstärken. In diesem Bereich sind die elektrischen Kräfte noch vergleichsweise stark, relativ zum Strömungswiderstand. Der Peak wurde in den Experimenten tatsächlich beobachtet, er war aber weniger als halb so breit (als Funktion des Partikeldurchmessers) und auch etwas weniger hoch als erwartet.
- Ein weiteres, etwas niedrigeres Maximum im Bereich von 4-5 μm , hier aufgrund eines optimalen Verhältnisses von Ladungs-induzierter Deposition und Impaktion; dieser Peak sollte nur bei geladenen Partikeln auftreten. Der Peak konnte in den Experimenten aber weder bei geladenen noch ungeladenen Partikeln beobachtet werden.

Die Arbeit von LEONG et al. (2009) ist damit ein Beispiel dafür, dass komplexere Modellansätze nicht unbedingt zu einer besseren Übereinstimmung zwischen erwarteter und gemessener Deposition führen; bei den verwendeten Mikrometer-großen Partikeln (und damit im Wirkungsbereich der aerodynamischen Deposition) erwartete das Modell deutlich höhere Depositionen als tatsächlich gemessen.

5.4 Dynamische Modellstudien unter Einbeziehung der Partikelladung

5.4.1 Einführung

Das ICRP-Modell ist ein statisches Modell, welches für jeden Abschnitt des Atemtrakts Gleichungen zur Bestimmung der dort erwarteten Deposition anbietet. Daneben existieren aber auch dynamische Modelle, mit welchen die Bewegung von Partikeln durch den Atemtrakt simuliert werden kann. Bei größeren Partikeln kommt hier in der Regel der Lagrange-Ansatz zum Einsatz, bei welchem die Bewegung aus der Sicht eines Partikels, welches unter dem Einfluss von Kraftfeldern steht, betrachtet wird (im Gegensatz zum Euler-Ansatz, bei welchen die Wechselwirkung zwischen den Fluiden an benachbarten festen Ortskoordinaten betrachtet wird). Der reine Lagrange-Formalismus vernachlässigt die statistische Diffusion und kann deshalb nur die aerodynamische Deposition realistisch abbilden; er ist deshalb nur für den entsprechenden Partikel-Größenbereich sinnvoll einsetzbar. Im Gegensatz zum ICRP-Modell berücksichtigen diese dynamischen Modelle in der Regel auch die elektrostatischen Kräfte, es werden jedoch eher hohe Partikel-Ladungszahlen angesetzt, welche in der Praxis nur dann auftreten, wenn sie gezielt künstlich erzeugt wurden, etwa in Inhalatoren, welche die Deposition von Medikamenten im Atemtrakt verstärken. Derartige Modellstudien sind häufig durch ein Interesse an der Idealkombination aus Partikelkonzentration, -ladung und -größe motiviert, um Medikamente gezielt in einen bestimmten Abschnitt des Atemtrakts einzubringen. Das ICRP-Modell hingegen wurde primär durch ein Interesse am Verhalten radioaktiver Substanzen in Lunge und Atemtrakt motiviert.

5.4.2 KOULLAPIS et al. (2016)

KOULLAPIS et al. (2016) nutzten die Methode der sogenannten Large Eddy Simulation (LES, Großwirbel-Simulation). Zudem folgten sie einer Anregung von FINLAY (2001) und verglichen die Ergebnisse mit mehreren dimensionslosen Kennzahlen:

- Die Stokessche Zahl Stk beschreibt die relative Bedeutung von Trägheitseffekten für die Partikeltrajektorien (die Trägheit bewirkt die Impaktion: die Partikel können an gekrümmten Abschnitten des Atemtrakts nicht dem Luftstrom folgen und berühren die Wand):

$$Stk = \frac{\rho d^2 v C(d)}{18\eta(2R)} \quad (5.4-1)$$

Hierbei sind ρ und d Dichte und Durchmesser des Partikels, $C(d)$ ist die von d abhängige Cunningham-Korrektur, siehe Gleichung (8.2-10) im Abschnitt 8.2.3. Für Durchmesser größer als $1 \mu\text{m}$ liegt die Cunningham-Korrektur sehr nahe bei 1, zu kleineren Durchmessern hin steigt sie jedoch an. v ist die Geschwindigkeit des Luftstroms, η die Viskosität der Luft und R der Radius des Atemwegsabschnitts.

- Die Zahl Inc beschreibt die relative Bedeutung der Spiegelladung und damit der elektrostatischen Anziehung zur Wand der Atemwege:

$$Inc = \frac{q^2 C(d)}{48\pi^2 v d \epsilon_0 \eta R^2 \left(\frac{x}{R}\right)^2} \quad (5.4-2)$$

Hierbei ist q die Ladung des Partikels und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante ($8,854 \cdot 10^{-12} \text{ AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$). x ist die Entfernung des Partikels von der Wand (der Quotient x/R kann damit für individuelle Partikel jeden beliebigen Wert zwischen 0 und 1 annehmen).

- Als Quotient ergibt sich:

$$\frac{Inc}{Stk} = \frac{3q^2}{8\pi^2 v^2 d^3 \rho \epsilon_0 \eta R \left(\frac{x}{R}\right)^2} \quad (5.4-3)$$

Die Bedeutung der Ladungs-induzierten Deposition, relativ zur Deposition durch Impaktion (welche die aerodynamische Deposition dominiert) steigt demnach mit dem Quadrat der Ladungszahl, sie sinkt aber gleichzeitig mit dem Quadrat der Geschwindigkeit des Luftstroms (dieser wiederum steht in Beziehung zur Aktivität; bei einer Begegnung zwischen einer Person und einer Hochspannungsleitung ist im Allgemeinen

eher von einer erhöhten Aktivität und damit einer erhöhten Geschwindigkeit des Luftstroms auszugehen). Sie sinkt zudem mit der dritten Potenz des Partikeldurchmessers (zur Dichte und damit auch zur Partikelmasse ist das Verhältnis Inc/Stk umgekehrt linear proportional). D.h. die Ladungsdeposition ist demnach bei niedriger Ladungszahl nur für kleine Partikel relevant; hier konkurriert die Ladungs-Deposition allerdings mit der thermodynamischen Deposition, deren Bedeutung mit abnehmendem Partikeldurchmesser steigt (dies wird in Gleichung (5.4-3) nicht behandelt). Und schließlich ist die relative Bedeutung der Ladungs-induzierten Deposition umgekehrt proportional zum Radius R des Atemwegsabschnitts (bei gegebenem Quotienten x/R für ein individuelles Partikel), sie sollte somit in den Lungenbläschen am höchsten sein, auch weil von Generation zu Generation zudem die Luftgeschwindigkeit v sinkt (die Summe der Querschnittsflächen der beiden Tochter-Generationen ist nach jeder Verzweigung größer als die Querschnittsfläche vor der Verzweigung, siehe z.B. YU (1985) oder den Annex A des ICRP-Modells für entsprechende Daten).

Diese theoretischen Erwartungen können nun mit den in Abbildung 5.4-1 gezeigten Modellergebnissen verglichen werden. KOULLAPIS et al. (2016) führten ihre Modellrechnungen für Partikel mit Durchmesser von 100 und 500 nm sowie 1 und 2,5 μm durch und nahmen dabei wahlweise 0, 50, 250, 500 und 1.000 Ladungen pro Partikel an (in der Studie wurde zudem auch die Abhängigkeit der Deposition von anderen Parametern untersucht, hier wurden bei einigen Modellläufen auch noch Partikel der Größe 5 und 10 μm berücksichtigt). Für alle Partikel wurde ungefähr die Dichte von Wasser angenommen. Die Modellrechnungen erfolgten für Flüsse von 15,2, 30 und 60 Litern pro Minute. Zum Vergleich: Das ICRP-Modell nimmt für männliche Erwachsene die folgenden Flüsse an: 15 Liter pro Minute im Schlaf, 18 im Sitzen, 50 bei leichter und 115 bei schwerer Aktivität (siehe Tabelle 8.2-6 im Abschnitt 8.2.2, dort sind die Werte in Milliliter pro Sekunde angegeben).

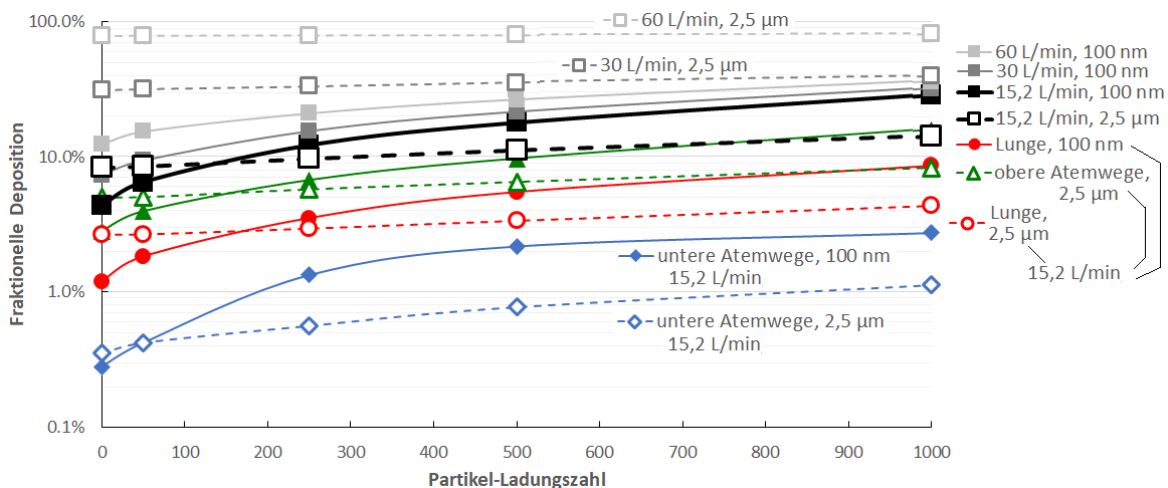


Abbildung 5.4-1: KOULLAPIS et al. (2016): Modellerte Fraktionelle Deposition als Funktion der Partikel-Ladungszahl.

Abbildung 5.4-1 zeigt die Modellergebnisse für die Partikel mit Durchmesser von 100 nm (volle Symbole) und 2,5 μm (offene Symbole. In der Originalpublikation befinden sich auch Darstellungen für die beiden dazwischen liegenden Partikelgrößen). Für alle drei in den Modellläufen angenommenen Flüsse erfolgte die Darstellung der Deposition im kompletten Atemtrakt (schwarze, dunkelgraue und hellgraue Quadrate stehen jeweils für Flüsse von 15,2, 30 und 60 Liter pro Minute). Für den langsamsten Fluss (15,2 Liter/Minute) wurden auch die Fraktionellen Depositionen in den oberen Atemwegen (grüne Dreiecke), unteren Atemwegen (blaue Karos) sowie in der Lunge (rote Kreise) dargestellt.

Für die 100-nm-Partikel steigt die Deposition mit wachsender Partikelladung zunächst deutlich an, im Bereich höherer Ladungszahlen verlangsamt sich der Anstieg jedoch; die Proportionalität ist insgesamt weniger als linear. Die Gleichungen (5.4-2) und (5.4-3) hätten einen Anstieg mit dem Quadrat der Ladungszahl erwartet, allerdings kommt es offenbar zu einer Erschöpfung des Reservoirs: geladene Partikel in der Nähe der Wand werden praktisch komplett deponiert, damit kann die Ladungs-Deposition mit wachsenden Ladungszahlen nicht weiter steigen und der in den beiden Gleichungen enthaltene durchschnittliche Quotient r/R der noch verbliebenen Partikel wächst an (die relative Bedeutung der

Ladungs-induzierten Deposition fällt mit dem Quadrat dieses Quotienten). Selbst im niedrigen Ladungsbereich, wo die Abhängigkeit der Fraktionellen Deposition von der Ladungszahl am stärksten ist, sind dramatische Steigerungen der Ladungszahlen erforderlich, um einen signifikanten Effekt zu erzielen: Nimmt man den Anstieg zwischen den Ladungszahlen 0 und 50 als Maßstab, muss die Ladungszahl auf mindestens den Wert 9 steigen, um eine um 10 Prozent erhöhte Deposition im Vergleich zum Wert bei Ladungszahl 0 zu erreichen, für eine Verdopplung wäre mindestens eine Ladungszahl 94 erforderlich (diese Werte ergeben sich für einen Fluss von 15 Litern pro Minute und die Deposition in der Lunge, für alle übrigen dargestellten Kombinationen wären noch höhere Steigerungen der Ladungszahl erforderlich). Zum Vergleich: Gleichung (3.2-10) erwartet für 100-nm-Partikel windabwärts von Hochspannungsleitungen im Durchschnitt eine Aufnahme von weniger als einer Ladung pro Partikel. Wie mit Gleichung (5.4-3) erwartet sinkt die relative Bedeutung der Ladungs-induzierten Deposition mit wachsendem Partikeldurchmesser - für 2,5- μm -Partikel steigt die Deposition mit wachsender Ladungszahl kaum noch, und hier wären selbst im günstigsten Fall Mindest-Ladungszahlen von über 230 bzw. 2.300 erforderlich für eine Steigerung der fraktionellen Deposition um 10 bzw. 100% im Vergleich zu neutralen Partikeln (von den unteren Atemwegen abgesehen, in welchen die Fraktionelle Deposition aber sehr niedrig ist). Zum Vergleich: Der Erwartungswert von Gleichung (3.2-10) liegt für 2,5- μm -Partikel bei im Durchschnitt 22,5 aufgenommenen Ladungen windabwärts von Hochspannungsleitungen.

Aus Abbildung 5.4-1 lässt sich auch die Abhängigkeit der Deposition im gesamten Atemtrakt vom Fluss ablesen. Wenn der Fluss von 15 auf 60 Liter pro Minute (um den Faktor 4) gesteigert wird, steigt für neutrale 100-nm-Partikel die Deposition im gesamten Atemtrakt von etwa 4% auf 12% (Faktor 3), bei neutralen 2,5- μm -Partikeln hingegen von 8% auf 80% (Faktor 10). Dies entspricht qualitativ den Erwartungen von Gleichung (5.4-1) und (5.4-3): die Bedeutung der Impaktion (sowohl absolut als auch relativ zur Ladungs-induzierten Deposition) steigt mit dem Quadrat des Partikeldurchmessers. Die Stokessche Zahl Stk ist proportional zur Geschwindigkeit v des Luftstroms (und das Verhältnis Stk/Inc sogar zum Quadrat von v); diese Zahl beschreibt, wie stark die Partikel an gekrümmten Abschnitten des Atemtrakts aufgrund ihrer Trägheit aus dem Luftstrom ausscheren. Die eigentliche Impaktion (also der Kontakt dieser Partikel mit der Atemwegswand) nimmt in ihrer Bedeutung dann bei großen Partikeln offenbar sogar überproportional stark mit wachsendem Fluss zu und dominiert nun völlig über die Ladungs-induzierte Deposition – bei 2,5- μm -Partikeln und einem Fluss von 60 Litern pro Minute werden etwa 80% aller eingeatmeten Partikel im Atemtrakt deponiert, und die Impaktion ist dem Modell zufolge nun praktisch die alleinige Ursache: die Abhängigkeit des Wertes von der Ladungszahl ist vernachlässigbar.

5.4.3 MAJID et al. (2012; 2016): Modell IDEAL

MAJID et al. (2012) nutzten das stochastische Modell IDEAL (*Inhalation, Deposition and Exhalation of Aerosols in the Lung*, KOBLINGER & HOFMANN 1990; HOFMANN & KOBLINGER 1990, seitdem mehrfach modifiziert). Zur Modellierung der Bewegung wird auch hier der Lagrange-Formalismus genutzt, die Besonderheit des Modells IDEAL besteht aber darin, dass die Dimensionen der Luftwege zufällig variiert werden und die Sequenz der Luftwege, welche ein individuelles Partikel durchläuft, zufällig gewählt wird (Monte-Carlo-Methode). Dies entspricht laut den Autoren der statistischen Natur der Durchmesser-Variationen der realen Luftwege. Das Modell nutzt deterministische Gleichungen zur Berechnung der Depositionswahrscheinlichkeit in dem Abschnitt des Atemtrakts, in welchem sich das Partikel gerade befindet.

MAJID et al. (2012) führten speziell eine Studie durch, bei welcher sie die Ladung der Partikel berücksichtigten. Da hier mit vergleichsweise niedrigen Partikelladungszahlen gerechnet wurde, wurde angenommen, dass die Ladungs-Wirkung nur in den unteren Atemwegen (ab Generation 1; Generation 0 ist die Luftröhre) wirksam wird. In den sphärischen Lungenbläschen nahmen MAJID et al. (2012) an, dass die von MELANDRI et al. (1983) theoretisch abgeleitete Gleichung (5.6-8) die Ladungs-induzierte Deposition korrekt beschreibt. Gleichung (5.6-8) erwartet eine Proportionalität der Ladungs-induzierten Deposition in den Lungenbläschen zu $j^{2/3}$, die Anpassung an die Messdaten ergab jedoch die Notwendigkeit eines Korrekturfaktors kleiner 1 sowie eines Offsets: ein signifikanter Ladungseffekt für 300-, 600- und 1- μm -Partikel tritt aufgrund des Offsets erst oberhalb einer kritischen Ladungszahl j_{krit} von 17, 24 und 31 ein

(diese Korrekturen wurden von MAJID et al. (2012) ungefähr übernommen). Für die zylinderförmigen Luftkanäle der Tracheo-Bronchialen Region (Luftröhre und Bronchien) wurde die von YU (1985) hergeleitete Gleichung (5.6-27) angenommen (siehe Abschnitt 5.6.5; in Abbildung 5.6-3 sind die Messwerte und die Verläufe beider Gleichungen dargestellt). Gleichung (5.6-27) erwartet eine Proportionalität der Ladungs-induzierten Deposition zur Differenz $j-j_{krit}$, mit j der Partikelladungszahl und j_{krit} auch hier einer Mindestladungszahl, diese liegt laut YU (1985) bei 12 für 300-nm-, bei 30 für 600-nm- und bei 54 für 1- μ m-Partikel (diese Werte wurden von YU (1985) durch Anpassung an die Messergebnisse von MELANDRI et al. (1983) ermittelt; der Unterschied zu den von MELANDRI et al. (1983) ermittelten Werten für j_{krit} , ergab sich aufgrund der gewählten Anpassungsmethode, siehe Abschnitt 5.6.5). MAJID et al. (2012) übernahmen für 600-nm- und 1- μ m-Partikel die j_{krit} -Werte von YU (1985), für 300-nm-Partikel nutzten sie einen Wert $j_{krit}=10$ (MAJID et al. (2012) nutzten die j_{krit} -Werte für alle drei Partikelgrößen sowohl für die sphärischen als auch die zylinderförmigen Abschnitte). Zum Vergleich: die Erwartungswerte von Gleichung (3.2-10) für die im Durchschnitt windabwärts von Hochspannungsleitungen aufgenommenen Ladungen liegen bei 3, 6 bzw. 9 für die genannten Partikelgrößen.

Abbildung 5.4-2 zeigt das wichtigste Ergebnis der Modellstudie von MAJID et al. (2012). Die Fraktionelle Deposition in jeder Atemwegs-Generation, unter Annahme eines Partikeldurchmesser von 600 nm, von Ladungszahlen j von 0 (blaue Kreuze, 40 (grüne volle Kreise), 60 (rote offene Quadrate) und 100 (schwarze volle Dreiecke) sowie der Parameter des ICRP-Modells für eine sitzende männliche erwachsene Person (siehe Tabelle 8.2-6 im Abschnitt 8.2.2). Für andere Partikelgrößen und Aktivitätsprofile stellten MAJID et al. (2012) ihre Ergebnisse nicht auf Generationensebene dar.

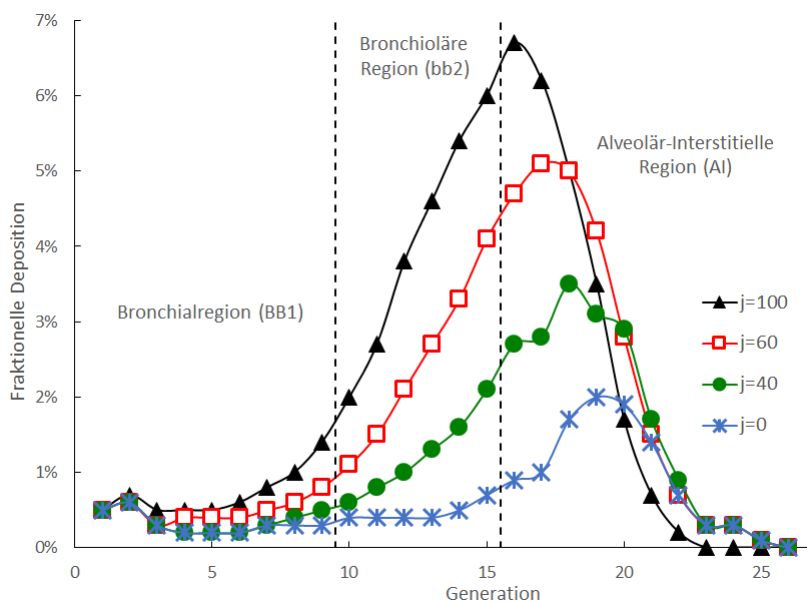


Abbildung 5.4-2: MAJID et al. (2012): Modellerte Fraktionelle Deposition von 600-nm-Partikeln in den Atemwegs-Generationen 1-26 bei verschiedenen Partikel-Ladungszahlen j .

Unter den Generationen versteht man die Verzweigungen der Atemwege: Generation 0 ist die Luftröhre, Generation 1 sind die ersten beiden von der Luftröhre abzweigenden Bronchien, Generation 2 die Bronchien ab der darauffolgenden Verzweigung usw. Im Durchschnitt bilden die Lungenbläschen als Endpunkt des Atemwegs die Generation 23, tatsächlich besitzt jedoch ein individueller Atemweg, welcher in einem bestimmten Lungenbläschen endet, zwischen 15 und 30 Generationen laut ICRP-Modell (ICRP 1994: Annex A). Im von MAJID et al. (2012) genutzten stochastischen Modell IDEAL wurde ein Random Walk der Partikel abgebildet; laut den Autoren reichte die Tracheo-Bronchiale Region (TB, diese umfasst die Regionen BB₁ und bb₂ zusammen) bei individuellen Random Walks im Extremfall entweder nur bis zur 11. oder aber bis zur 21 Generation, die Alveolär-Interstitielle Region begann somit im Extremfall bereits bei der 12 oder aber erst bei der 22. Generation. Die in Abbildung 5.4-2 dargestellten Begrenzungen der Bronchialregion (BB₁, Generation 0-8), Bronchiolären Region (bb₂), (9-15) und Alveolär-Interstitiellen Region (AI, 16-26) sind die im ICRP-Modell genutzten Mittelwerte.

Offenbar wirken zwei Effekte gegeneinander: von Generation zu Generation verengen sich die Atemwege immer weiter, damit erhöht sich bei gegebener Partikelladung die Wahrscheinlichkeit der Ladungs-induzierten Deposition von Generation zu Generation. Der Grund dafür ist zum einen die direkte Beziehung der Ladungs-induzierten Deposition (Wahrscheinlichkeit η) zum Radius R des Atemwegsabschnitts: laut Gleichung (5.6-8) ist η umgekehrt proportional zu R , laut Gleichung (5.6-27) zu $R^{1.5}$. Zudem verringert sich mit kleiner werdendem Radius R auch die Flussgeschwindigkeit v der Luft (siehe Abschnitt 5.4.2). Laut Gleichung (5.6-27) ist η umgekehrt proportional zur Quadratwurzel von v , in Gleichung (5.6-8), welche für die Lungenbläschen gelten soll, besteht eine umgekehrte Proportionalität von η zur Kubikwurzel der Aufenthaltszeit (d.h. praktisch der Zeit zwischen Ein- und Ausatmen). Auch die Wahrscheinlichkeit der Deposition aufgrund von Diffusion (siehe zum Beispiel Abbildung 5.2-1) oder aber von Sedimentation oder Impaktion (siehe Gleichung 5.4-1) - alle drei Mechanismen betreffen auch neutrale Partikel - erhöht sich mit sinkendem Radius der Atemwege immer mehr. Dies bedeutet aber auch, dass von Generation zu Generation immer weniger Partikel noch im Luftstrom vorhanden sind. Im Ergebnis stellt sich laut Abbildung 5.4-2 bei einer bestimmten Generation eine maximale Fraktionelle Deposition ein. Bei neutralen Partikeln erwartete das Modell dieses Maximum bei den gegebenen Parametern in der 19. Generation, mit wachsender Ladungszahl verschiebt sich dieses Maximum allerdings zu früheren Generationen. Die Partikelladung bewirkte damit vor allem eine zusätzliche Deposition in der Bronchiolären Region und in den ersten Generationen der Alveolär-Interstitiellen Region (bei welcher Generation die genaue Grenze zwischen beiden Regionen liegt, hängt vom individuellen Atemweg ab). Ab der Generation 21 ist praktisch keine Ladungs-induzierte Steigerung der Deposition mehr zu erkennen (oberhalb von einer Ladungszahl 40 auch schon ab der 20. Generation), bei sehr hohen Beladungen sinkt die Fraktionelle Deposition in den folgenden Generationen sogar wieder, d.h. die Bronchiolen wirken nun als effektiver Filter, welche die Lungenbläschen gegen höherbeladene Partikel abschirmen.

Abbildung 5.4-2 scheint im Widerspruch zu Abbildung 5.2-1 zu stehen – dort stieg die Depositionswahrscheinlichkeit von Generation zu Generation etwa um den Faktor 1,3, und dies bis zur finalen Generation. Allerdings beziehen sich die dort gezeigten Werte auf die Deposition relativ zu allen Partikeln, welche die jeweilige Generation erreichen. Es ist nicht völlig auszuschließen, dass der in Abbildung 5.4-2 gezeigte sehr starke Filtereffekt (drastische Reduktion der Fraktionellen Deposition ab einer bestimmten Generation) auch auf die Spezifika des hier eingesetzten stochastischen Modells IDEAL zurückzuführen ist. Das in Abbildung 5.4-2 gezeigte Ergebnis tauchte allerdings auch schon in früheren theoretischen Studien auf, zum Beispiel bei HASHISH, BAILEY & WILLIAMS et al. (1994a; 1994b); diese Arbeiten hatten das Ziel, unter Nutzung der Ladung Medikamente gezielt selektiv in bestimmte Bereiche der Lunge einzubringen. Bei der Studie HASHISH, BAILEY & WILLIAMS et al. (1994a) wurden zum Beispiel 1- μ m-Partikel mit 200 Ladungen pro Partikel angenommen (also doppelt so hoch wie die höchste in Abbildung 5.4-2 verwendete Ladung). Hier ergab sich (je nach sonstigen Parametern, zum Beispiel der Atemfrequenz) ein Maximum zwischen der 15. und 18. Generation, zu höheren Generationen hatte die Ladung praktisch kaum noch einen Effekt (es wurde auch mit anderen Partikelgrößen und noch höheren Ladungen gearbeitet).

In Abbildung 5.6-4 im Abschnitt 5.6.5 wurden die sich im Modell von MAJID et al. (2012) ergebenden Depositionseffizienzen in Abhängigkeit von der Ladungszahl dargestellt und mit den Messwerten von MELANDRI et al. (1983) verglichen. Nach Überschreiten der im Modell angenommenen kritischen Ladungszahlen sollte die Depositionseffizienz in den kompletten unteren Atemwegen einschließlich der Lunge zunächst schnell ansteigen; ab etwa dem doppelten Wert der kritischen Ladungszahl erfolgt aber nur noch ein langsamer Anstieg des Verhältnisses der Depositionseffizienz geladener Partikel zur Depositionseffizienz ungeladener Partikel derselben Größe. Im Modell wurden Ladungszahlen von maximal 50, 95 und 135 Ladungen für Partikel mit Durchmesser von 300 nm, 600 nm bzw. 1 μ m angenommen; das Modell ergab bei diesen Ladungszahlen ein Verhältnis der Depositionseffizienzen von maximal 2,3. Zum Vergleich: Die von MELANDRI et al. (1983) gemessenen Verhältnisse erreichten bei Ladungszahlen kleiner als 150 ebenfalls maximal einen Wert von 2,2, in der überwiegenden Zahl der Fälle lagen sie unterhalb von 2. Bei einer separaten Betrachtung nur der Alveolär-Interstitiellen Region (AI) erreicht das Verhältnis der Depositionseffizienzen dem Modell zufolge überhaupt ein absolutes Maximum. Dieses Maximum hing im

betrachteten Bereich nicht von der Partikelgröße ab, es gab nur eine moderate Abhängigkeit vom Atemvolumen: es ergab sich ein maximales Verhältnis von etwa 1,2 bei einem Atemvolumen von 500 Millilitern, etwa 1,25 bei 750 Millilitern und etwa 1,3 bei 1.000 Millilitern von (*zum Vergleich: die Atemvolumina männlicher Erwachsener liegen bei etwa 625 Millilitern im Schlaf, 750 Millilitern im Sitzen und 1.250 Millilitern bei leichter Aktivität, siehe Tabelle 8.2-6 im Abschnitt 8.2.2. Bei allen Rechnungen wurden 15 Atemzüge pro Minute angenommen*).

In der Alveolär-Interstitiellen Region (AI) wäre somit unter den hier untersuchten Bedingungen eine Ladungs-induzierte Steigerung der Depositionseffizienz (im Vergleich zur Depositionseffizienz ungeladener Partikel derselben Größe) um einen Faktor 1,3 das mögliche Maximum. In den Messdaten von MELANDRI et al. (1983) wurden ein Verhältnis 1,3 allerdings deutlich überschritten, und dies auch schon bei niedrigen Ladungszahlen. Sofern das Modell von MAJID et al. (2012) realistische Ergebnisse lieferte, würde dies bedeuten, dass ein signifikanter oder überhaupt der größte Teil der beobachteten Ladungs-induzierten Deposition nicht, wie von MELANDRI et al. (1983) angenommen, in den Lungenbläschen stattfand, sondern bereits in davor liegenden Generationen der Atemwege. Siehe dazu Abschnitt 5.6.5.

Dieselben Autoren führten später noch eine weitere Studie mit dem IDEAL-Modell durch (MAJID 2016), diese Studie berücksichtigte aber nur sehr hohe Partikelladungen im vierstelligen Bereich. Hier trat dem Modell zufolge bei den angenommenen Partikelgrößen (3 μm und größer) bereits eine starke Überhöhung der Deposition in den oberen Atemwegen ein; selbst die Bronchien wurden kaum noch erreicht.

5.5 Experimente der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung mbh

5.5.1 HEYDER et al. (1978): Workshop in Frankfurt

Die Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung mbh (GSF) ist der Vorläufer des heutigen Helmholtz Zentrums München – Deutsches Forschungszentrum für Gesundheit und Umwelt. Die Aerosol-Gruppe der GSF, auch Institut für Biophysikalische Strahlenforschung genannt, war allerdings in Frankfurt/Main beheimatet. Im Jahr 1977 führten die Frankfurter Gruppe und das Laboratorio di Fisica Sanitaria des CNEN Bologna einen gemeinsamen zweiwöchigen Workshop in Frankfurt durch (das CNEN ist seinerseits der Vorgänger der heutigen ENEA, einer italienischen Forschungseinrichtung öffentlichen Rechts). Die italienischen Teilnehmer des Workshops, und Mitautoren der resultierenden Publikation (HEYDER et al. 1978) sind auch die Autoren der im Abschnitt 5.6 umfassend vorgestellten Studie MELANDRI et al. (1983). Der Anlass des Workshops bestand darin, dass die Gruppe aus Bologna bei ihren Lungendepositions-Experimenten konsistent höhere Werte produzierte als die Frankfurter Gruppe. Zur Klärung dieser Frage wurden bestimmte Experimente in Frankfurt im Beisein beider Gruppen durchgeführt, und dann anschließend durch die italienischen Teilnehmer in Bologna wiederholt. Zuvor wurden in Bologna einige Veränderungen vorgenommen, dank dieser Veränderungen wurden dann in der Tat praktisch identische Ergebnisse erzielt wie in Frankfurt. Diese modifizierte Apparatur wurde später dann auch für die Studie von MELANDRI et al. (1983) eingesetzt.

Der wesentliche Unterschied zwischen den Experimentiereinrichtungen beider Institute bestand darin, dass in Frankfurt die Partikelkonzentration beim Ein- und Ausatmen mit einem Photometer gemessen wurde, welches sich direkt am Mundstück befand. In Bologna hingegen gelangte die ausgeatmete Luft zunächst in eine Kammer, in welcher eine Mischung über mehrere Atemzyklen stattfand (somit stellte sich in der Abluft eine gleichmäßige Partikelkonzentration ein), und wurde erst danach zum Photometer geleitet. Die Deposition ergibt sich als $1 - c/c_0$, mit c der gemessenen Partikelkonzentration während der Atemexperimente und c_0 der Nullmessung ohne angeschlossene Versuchsperson bei geschlossenem Mundstück. Eine potentielle Fehlerquelle sind Verluste durch Deposition auf dem Weg zwischen Mundstück und Photometer. Die Verluste hängen vom Flussmuster ab. Da dieses durch die zyklische Atmung erheblich beeinflusst wird, unterscheiden sich die Fehlerbeiträge bei den Messungen von c und c_0 . Dies war dann wahrscheinlich der Grund für die Diskrepanzen in den Messwerten zwischen Frankfurt und Bologna. Im Ergebnis des Workshops wurden in Bologna mehrere Modifikationen vorgenommen; unter anderem wurde ab sofort während der Nullmessungen das Volumen der Mischkammer zyklisch variiert, um

die Atemzyklen zu simulieren. Dies offenbar mit Erfolg: Die Vergleichsmessungen in Frankfurt und Bologna stimmten nun sehr gut miteinander überein.

Experimentiert wurde während der Workshop-Experimente zum einen mit Carnaubawachs, wie später in der Studie von MELANDRI et al. (1983), zum anderen mit Di-2-Ethylhexyl. Aus beiden Materialien wurden monodisperse Partikelverteilungen mit Durchmesser 0,6, 1,0 und 1,5 µm erzeugt. Bei den Carnaubawachs-Partikeln wurde davon ausgegangen, dass die „ungeladenen“ Partikel nach ihrer Erzeugung im Durchschnitt 2-3 Ladungen trugen, wobei positive und negative Ladungen in gleichem Maße auftraten (dies entspricht etwa den Gleichgewichtserwartungen für Partikeln dieser Größe bei symmetrischer Ladungsverteilung). Zu einer eventuellen Ladung der Partikel aus Di-2-Ethylhexyl wurden keine Angaben gemacht, es wurde aber festgestellt, dass bei den Experimenten keine signifikanten Unterschiede in den Depositionen von Partikeln beider Materialien (bei sonst gleichen Parametern) auftraten, d.h. sofern sich die Ladungen unterschieden, waren die Unterschiede (oder überhaupt die Absolutwerte der Ladung) zu gering, um einen messbaren Einfluss zu besitzen.

Im Rahmen des Workshops wurde auch ein Experiment mit geladenen Partikeln durchgeführt (nur in Frankfurt), hier wurden speziell 600-nm-Partikel aus Carnaubawachs genutzt, die Ladungszahlen betrugen 27 bzw. 55. Es wurde die Depositionseffizienz geladener Partikel (DE) und „ungeladener“ Partikel (DE_0) gemessen. In der Publikation HEYDER et al. (1978) wurde aber nur das Inkrement der Depositionseffizienz IDE dargestellt, dieses ergibt sich zu $(DE-DE_0)/(1-DE_0)$. Das Inkrement IDE beschreibt somit die Ladungs-induzierte Erhöhung der Anzahl deponierter Partikel relativ zur Anzahl all jener eingeatmeten Partikel, welche nicht durch einen Ladungs-unabhängigen Mechanismus deponiert wurden und somit bei der Referenzmessung mit „ungeladenen“ Partikeln wieder ausgeatmet wurden. IDE sollte damit der Depositionseffizienz nahekommen, welche dann auftreten würde, wenn ausschließlich der Ladungseffekt zur Deposition führt.

Tabelle 5.5-1: Ergebnisse der Inhalationsexperimente von HEYDER et al. (1978)

Zeit t (s)	Atem- Volumen (Liter)	Fluss (Liter/min)	IDE $j=27$	IDE $j=55$	IDE/IDE_{2s} $j=27$	IDE/IDE_{2s} $j=55$	$\frac{t}{t_{2s}}$	$\left(\frac{t}{t_{2s}}\right)^{\frac{1}{2}}$	$\left(\frac{t}{t_{2s}}\right)^{\frac{1}{3}}$
2	1	30	3%	7%	1	1	1	1	1
4	1	15	3%	10%	1	1,43	2	1,41	1,26
8	2	15	4%	12%	1,33	1,71	4	2	1,59

Tabelle 5.5-1 zeigt diese IDE -Werte Ergebnisse für beide Ladungszahlen j . Variiert wurden die folgenden Parameter:

- Die Zeit t , während welcher die Versuchspersonen die Luft zwischen Ein- und Ausatmen anhielten. $t_{2s}=2$ s ist die Zeit, welche später auch in den Experimenten von MELANDRI et al. (1983) genutzt wurde. Die von MELANDRI et al. (1983) entwickelte Gleichung (5.6-8) erwartet eine Proportionalität der Deposition zur Quadratwurzel der Zeit, die Gleichung (5.6-27) von YU (1985) hingegen eine Proportionalität zur Kubikwurzel (siehe Abschnitt 5.6.5), deshalb wurden in Tabelle 5.5-1 zum Vergleich auch das Verhältnis IDE/IDE_{2s} und die Quadrat- und Kubikwurzeln des Verhältnisses t/t_{2s} dargestellt.
- Das Atemvolumen, d.h. das Luftvolumen, welches mit jedem Atemzug eingeatmet wurde. Zum Vergleich: das ICRP-Modell nimmt für männliche Erwachsene die folgenden Atemvolumina an: 625 Milliliter im Schlaf, 750 Milliliter im Sitzen, 1.250 Millilitern bei leichter und 1.920 Milliliter bei schwerer Aktivität, siehe Tabelle 8.2-6 im Abschnitt 8.2.2.
- Der Fluss, d.h. die Geschwindigkeit, mit welcher das Ein- und Ausatmen erfolgte. Zum Vergleich: das ICRP-Modell nimmt für männliche Erwachsene 15, 18, 50 und 100 Liter/min in den Aktivitätsmodi Schlaf, Sitzen, leichte und schwere Tätigkeit an, siehe dieselbe Tabelle.

Die von HEYDER et al. (1978) ermittelten Werte sind auch in Abbildung 5.6-3 im Abschnitt 5.6.5 dargestellt, zusammen mit den Messwerten von MELANDRI et al. (1983) und diversen Anpassungen an diese (wobei sich die Anpassungen auf eine Atemzyklus-Länge von 2 Sekunden beziehen).

5.5.2 SCHEUCH, GEBHART & ROTH (1990)

Eine weitere einschlägige Studie des Instituts für Biophysikalische Strahlenforschung in Frankfurt am Main, welche *In vivo*-Experimente mit geladenen Partikeln und menschlichen Probanden umfasste, ist die Studie von SCHEUCH, GEBHART & ROTH (1990). Die verwendeten Partikel hatten einen Durchmesser zwischen 0,5 und 1,4 μm , zudem wurde auch das Atemvolumen zwischen 0,5, 1 und 1,5 Litern modifiziert. Im Unterschied zur zeitlich vorhergehenden Arbeit von MELANDRI et al. (1983) wurde hier die Partikelladung nicht experimentell bestimmt, sondern nur grob auf 10-50 Ladungen pro Partikel geschätzt (dies liegt aber in jedem Fall oberhalb der Erwartungen windabwärts von Hochspannungsleitungen für diese Partikelgrößen); Es wurde die Deposition geladener Partikel (DE) mit der Deposition „ungeladener“ Partikel derselben Größe (DE_0) verglichen.

Tabelle 5.5-2: Ergebnisse der Inhalationsexperimente von SCHEUCH, GEBHART & ROTH (1990)

Partikel-Durchmesser d (μm)	Atemvolumen V (Liter)	Deposition ungeladener Partikel DE_0	Deposition geladener Partikel DE	Differentielle Deposition $DE-DE_0$	Depositions- Erhöhung DE/DE_0
0,5	0,5	13,4%	17,8%	4,4%	1,3
0,5	1	19,8%	22,9%	3,1%	1,2
0,5	1,5	23,6%	29,9%	6,3%	1,3
0,8	0,5	15,7%	17,5%	1,8%	1,1
0,8	1	24,4%	25,3%	0,9%	1,0
0,8	1,5	31,7%	34,5%	2,8%	1,1
1,1	0,5	19,2%	18,1%	-1,1%	0,9
1,1	1	30,6%	30,8%	0,2%	1,0
1,1	1,5	42,0%	44,8%	2,8%	1,1
1,4	0,5	19,7%	21,0%	1,3%	1,1
1,4	1	34,6%	35,7%	1,1%	1,0
1,4	1,5	47,8%	49,7%	1,9%	1,0

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.5-2 dargestellt. Die höchste Depositionsverstärkung, sowohl als Differenz $DE-DE_0$ als auch als Quotient DE/DE_0 ausgedrückt, ergab sich bei den kleinsten untersuchten Partikeln (500 nm), aber auch hier betrug das Verhältnis DE/DE_0 maximal 1,3. Da gleichzeitig DE_0 mit wachsendem Partikeldurchmesser zunahm, unterschied sich das Verhältnis DE/DE_0 für größere Partikel praktisch nicht mehr von 1, die Abweichungen liegen im Bereich des Messfehlers. Ein systematischer Einfluss des Atemvolumens ist nicht erkennbar. Die Arbeit von SCHEUCH, GEBHART & ROTH (1990) eignet sich aufgrund der nur grob bekannten Partikelbeladung nicht für weitere Analysen, sie kann aber als ein Beleg zitiert werden, dass durch Ladungs-induzierte Depositionserhöhungen in der Umgebung von Hochspannungsleitungen für die betrachteten Partikel-Größen irrelevant sind.

5.6 MELANDRI et al. (1983): Humanstudie

5.6.1 Theorie und Ergebnisse

Eine der meistzitierten Studien zum Thema der Deposition geladener Partikel in der Lunge ist die durch die ENEA (eine Forschungseinrichtung öffentlichen Rechts in Italien) in Bologna durchgeführte und 1983 publizierte Studie von MELANDRI et al. (1983). Bei dieser Studie atmeten Freiwillige Luft ein, welche mit monodispersen Partikeln angereichert wurde. Die Partikel wurden dabei aus Carnaubawachs (Brasilianischem Wachs), dem Wachs der Carnaubapalme (*Copernicia prunifera*) hergestellt, und hatten einen Durchmesser von 0,3, 0,6 und 1,0 μm (laut der Autoren gelang die Herstellung mit einer geometrischen Standardabweichung kleiner als 1,1). Zur Erzeugung der Partikelladungen wurden die Partikel in einem Stickstoffstrom durch eine Korona-Ionisierkammer geführt, deren Spannung variiert wurde. Die erhaltenen mittleren Ladungszahlen variierten dabei zwischen +12 und +142 sowie zwischen -167 und -230, die Standardabweichung lag bei 18%. Partikelgröße und -ladung wurden anschließend mittels eines Mobilitätsanalysators gemessen. Schließlich wurden die Partikel in die den Versuchspersonen zugeführte Luft eingemischt, und es erfolgte eine Messung der Partikelkonzentration jeweils vor dem Einatmen (c_{ein}) und nach dem Ausatmen (c_{aus}).

Dieses Verfahren wurde mit Partikeln einer bestimmten Ladungszahl j und mit Neutralpartikeln derselben Größe durchgeführt. Aus den Messwerten ergeben sich zunächst die Depositionseffizienzen DE_j und DE_0 für geladene und neutrale Partikel, und daraus schließlich die Differentielle Deposition (DD). Diese beschreibt somit den zusätzlichen Effekt der elektrischen Ladung auf das Depositionsverhalten (welcher hier als rein additiv angenommen wurde).

$$DD = DE_j - DE_0 = \left(\frac{c_{\text{ein}} - c_{\text{aus}}}{c_{\text{ein}}} \right)_j - \left(\frac{c_{\text{ein}} - c_{\text{aus}}}{c_{\text{ein}}} \right)_0 \quad (5.6-1)$$

Die „Neutralpartikel“ wurden ebenfalls auf die oben beschriebene Weise erzeugt, sie durchliefen lediglich nicht die Ionisierkammer. Damit stellt sich allerdings die Frage, in welchem Umfang die Partikel während ihrer Erzeugung Ladungen aufnahmen. In der Publikation finden sich keine Angaben dazu. In der im Abschnitt 5.5.1 vorgestellten Studie von HEYDER et al. (1978), an welcher MELANDRI et al. als Koautoren beteiligt waren, findet sich allerdings die Angabe, dass „ungeladene“ Carnaubawachs-Partikel im hier betrachteten Größenbereich nach ihrer Erzeugung im Durchschnitt 2-3 Ladungen tragen, wobei positive und negative Ladungen in gleichem Maße auftraten; dies entspricht etwa den Gleichgewichtserwartungen für Partikeln dieser Größe bei symmetrischer Ladungsverteilung. In derselben Publikation erfolgte auch ein Vergleich der Experimentiereinrichtungen in Frankfurt/Main und Bologna, mit dem Ergebnis, dass (nach einigen Modifikationen in Bologna) im Rahmen der Messgenauigkeit identische Lungendepositionen gemessen werden.

Tabelle 5.6-1 listet die von MELANDRI et al. (1983) gemessenen Depositionseffizienzen DE_0 für Neutralpartikel, Bei Partikeldurchmessern von 300 und 1.000 nm erfolgten die Experimente mit 2 Versuchspersonen, bei Durchmessern von 600 nm mit 4 Personen (Spannweite der Ergebnisse ist angegeben). Tabelle 5.6-1 vergleicht die Werte mit den Erwartungen des ICRP-Modells (DE_{ICRP} , dies ist die Summe der Fraktionellen Depositionen aller Atemwegsabschnitte). Zur Berechnung der Modellwerte wurde angenommen, dass der aerodynamische Durchmesser identisch zum tatsächlichen Durchmesser ist (das zur Partikelerzeugung verwendete Material Carnaubawachs besitzt praktisch dieselbe Dichte wie Wasser). Die Partikel wurden als nicht-hygroskopisch angenommen. Die Berechnung erfolgte für eine männliche erwachsene Person für alle 4 Aktivitätsmodi des ICRP-Modells (Schlaf, Sitzen, leichte und schwere Tätigkeit; in Tabelle 5.6-1 wurde die Spannweite der Ergebnisse angegeben) getrennt nach Mundatmern und Normalatmern; bei 300 nm sind die Unterschiede zwischen Mund- und Normalatmern gering). Die Beschreibung des ICRP-Modells diskutiert den Einfluss der Ladung auf die Deposition nicht, die Validierung des Modells erfolgte allerdings mit neutralisierten, sich im Boltzmann-Ladungsgleichgewicht befindlichen Partikeln. Die gemessenen DE_0 -Werte liegen durchaus im Bereich der ICRP-Erwartungswerte. D.h. sofern tatsächlich ein signifikanter Einfluss der Ladung auf die Depositionswahrscheinlichkeit besteht,

ging der Anteil geladener Partikel unter den „Neutralpartikeln“ wohl nicht wesentlich über die typischen Ladungen im Gleichgewicht hinaus.

Tabelle 5.6-1: Depositionen von Neutralpartikeln: gemessen (MELANDRI et al., 1983) und ICRP-Werte

Partikeldurchmesser (nm)	DE_0 gemessen	DE_{ICRP} Mundatmer	DE_{ICRP} Normalatmer
300	13%, 18%	8-11%	8-11%
600	11-13%	11-13%	13-18%
1.000	17%, 24%	19-21%	22-34%

Die der Auswertung der Messungen von MELANDRI et al. (1983) zugrunde liegende Theorie ist wie folgt: Partikel lassen sich als kugelförmige Objekte beschreiben, welche sich unter laminaren Bedingungen durch ein Fluid bewegen (diese Annahme ist umso zutreffender, je größer die betreffenden Partikel sind). Damit lässt sich die Bewegung des Partikels mittels der Stokesschen Gleichung beschreiben:

$$B = \frac{C(d)}{3\pi\eta d} \quad (5.6-2)$$

B ist hierbei die mechanische Mobilität des Partikels (Dimension s/kg), d der Partikeldurchmesser und η die Viskosität des Fluids (die Viskosität der Luft beträgt bei 37°C Körpertemperatur etwa 19 µPas). $C(d)$ ist die sogenannte Cunningham-Korrektur. Die Abhängigkeit der Cunningham-Korrektur vom Partikeldurchmesser d wird in Gleichung (8.2-10) im Anhang 8.2.3 beschrieben. Für die Auswertung der Daten von MELANDRI et al. (1983) ist, wie weiter unten deutlich wird, nur die Kubikwurzel von $C(d)$ von Bedeutung, diese liegt bei den in den Experimenten verwendeten Partikelgrößen 300, 600 und 1.000 nm mit 1,16, 1,08 und 1,05 sehr nahe bei Eins (oberhalb von 1 µm kann die Cunningham-Korrektur generell als praktisch 1 angenommen werden). Der Diffusionskoeffizient D hängt in derselben Weise vom Partikeldurchmesser ab wie die mechanische Mobilität B , siehe Gleichung (8.2-11) im Anhang 8.2.3; die Beziehung zwischen D und B ist wie folgt:

$$B = \frac{D}{kT} \quad (5.6-3)$$

D.h. die mechanische Mobilität B ist proportional zum Diffusionskoeffizient D und gleichzeitig umgekehrt proportional zur thermischen Energie, welche die Bewegung des Partikels durch das umgebende Fluid hemmt.

Das Partikel trägt eine Ladung $q=je$ mit e der Elementarladung ($1,602 \cdot 10^{-19}$ As) und befindet sich in einer Entfernung x von der Wand eines als kugelförmig angenommenen Lungenbläschens mit Radius R (x soll dabei klein sein im Vergleich mit R . Lungenbläschen sind je nach Entfaltungszustand etwa 100–300 µm groß¹, d.h. R liegt zwischen 50 und 150 µm). Die Kraftwirkung kann nun als Anziehung durch eine gleich große Spiegelladung je beschrieben werden, welche sich in einer Distanz x hinter der Wand befindet (d.h. die Entfernung zwischen Partikel und Spiegelladung ist $2x$). Die anziehende elektrostatische Kraft beträgt

$$F = \frac{j^2 e^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} = \frac{j^2 e^2}{16\pi\epsilon_0 x^2} \quad (5.6-4)$$

mit ϵ_0 der elektrischen Feldkonstante ($8,854 \cdot 10^{-12}$ AsV⁻¹m⁻¹). Das Partikel driftet nun in Richtung der Wand mit einer momentanen Geschwindigkeit

¹ <https://www.pschyrembel.de/Lungenbl%C3%A4schen/K0254/doc/>

$$v = BF = B \frac{j^2 e^2}{16\pi\epsilon_0 x^2} = \frac{D}{kT} \frac{j^2 e^2}{16\pi\epsilon_0 x^2} \quad (5.6-5)$$

Die Zeit, welche das Partikel benötigt, um die Wand zu erreichen, beträgt damit

$$t = \int_0^x \frac{dx}{v} = \frac{16\pi\epsilon_0}{3Bj^2 e^2} x^3 = \frac{16\pi\epsilon_0 kT}{3Dj^2 e^2} x^3 = \frac{16\pi^2 \eta d \epsilon_0}{C(d)j^2 e^2} x^3 \quad (5.6-6)$$

Es sei nun angenommen, dass die Luft für eine Zeit t_0 im Lungenbläschen verbleibt. t_0 betrug bei den durchgeführten Experimenten etwa 2 Sekunden. Damit wird die Wand also von allen Partikeln mit Mobilität B erreicht, welche sich direkt nach dem Einatmen in einer Distanz von weniger als

$$x_0 = \left(\frac{3Bj^2 e^2 t_0}{16\pi\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.6-7)$$

von der Wand des Lungenbläschens entfernt befanden. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Partikel die Wand erreicht, entspricht somit dem Verhältnis aus dem Volumen einer Kugelschale mit Radius R und Dicke x_0 zum totalen Volumen des Lungenbläschens. Diese Wahrscheinlichkeit soll im Folgenden als Ladungs-induzierte Depositionseffizienz $\eta_{ch,Al}$ bezeichnet werden: der Index Al steht (in Konsistenz zum ICRP-Modell) für die Alveolär-Interstitielle (Al) Region des Atemtrakts, zu welcher die Lungenbläschen gehören; ch steht für Ladung (*charge*): Des Weiteren ist $\eta_{ch,Al}$ auch vom Partikeldurchmesser d abhängig. Für $\eta_{ch,Al}$ ergibt sich in erster Näherung

$$\eta_{ch,Al} = \gamma \frac{3x_0}{R} - a' = \gamma \frac{3}{R} \left(\frac{3Bj^2 e^2 t_0}{16\pi\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{3}} - a' = \gamma \frac{1}{R} \left(\frac{81 D j^2 e^2 t_0}{16 \pi \epsilon_0 k T} \right)^{\frac{1}{3}} - a' \quad (5.6-8)$$

Der Faktor γ sowie der Offset a' wurden hier ad hoc zusätzlich eingeführt; theoretisch gilt $\gamma=1$ und $a'=0$. Beide Zusätze stellen die Beziehung zwischen der tatsächlich gemessenen und der theoretisch erwarteten Depositionseffizienz her. Ähnliche Gleichungen ließen sich auch für alle übrigen Abschnitte des Atemtrakts aufstellen (hier müsste Zylinder- anstelle von Kugelform angenommen werden). Die Depositionseffizienz in einem bestimmten Abschnitt ist laut Gleichung (5.6-8) und auch erwartungsgemäß umso höher, je länger sich die Luft im betreffenden Abschnitt aufhält und je kleiner die Innenradien sind. Aus dem ICRP-Modell (Tabelle 8.2-5 und Tabelle 8.2-6 im Abschnitt 8.2.2) ergibt sich, dass der Durchmesser des Atemtrakts zwischen Luftröhre und Lungenbläschen um etwa zwei Größenordnungen abfällt. Die Aufenthaltszeit der Luft in der Alveolär-Interstitiellen Region beträgt aktivitätsabhängig etwa 70-90% der kompletten Länge des Atemzyklus. Bei den hier beschriebenen Experimenten atmeten die Versuchspersonen tief und kräftig, die Atemzyklen-Längen lagen mit etwa 2 Sekunden eher über den typischen Längen bei normalen Aktivitäten, so dass hier eher von 90% oder mehr auszugehen ist (d.h. die Luft, welche die Al-Region erreichte, hielt sich dort etwa 10-mal so lange auf wie im übrigen Atemtrakt). Von daher erscheint die von MELANDRI et al. (1983) getroffene Annahme berechtigt, dass die in den Experimenten beobachtete Ladungs-induzierte Deposition überwiegend in den Lungenbläschen stattfand.

Einsetzen aller bekannten Werte (t_0 betrug bei den Experimenten 2 Sekunden) ergibt

$$\eta_{ch,Al} = \gamma \frac{4,54}{R[\mu m]} K - a' = b' K - a' = \frac{4,54}{R_{app}[\mu m]} K - a' \quad (5.6-9)$$

mit K einem Parameter, welcher definiert ist als

$$K = \left(B \left[10^{10} \frac{s}{kg} \right] j^2 \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{C(d)j^2}{3\pi\eta d} \left[10^{10} \frac{s}{kg} \right] \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.6-10)$$

Dieser Parameter K ergibt sich aus den variablen experimentellen Bedingungen: der Ladungszahl j und der mechanischen Mobilität B der Partikel, welche der einzuatmenden Luft beigemischt wurden. B wiederum ist laut Gleichung (5.6-2) umgekehrt proportional zum Partikeldurchmesser d . $\eta_{Al,ch}$ hängt somit linear von K ab. Der Lungenbläschen-Radius R und damit auch der Proportionalitätsfaktor $b'=4,54\gamma/R[\mu m]$ sind spezifisch für die Versuchsperson und somit a priori nicht genau bekannt. Der Faktor γ ist per Definition

gleich 1, und der Offset a' gleich Null, wenn Theorie und experimentelles Ergebnis übereinstimmen. Wenn man einen typischen Wert von $R=150\text{ }\mu\text{m}$ einsetzt, erhält man einen theoretischen Proportionalitätsfaktor b' von etwa 3%. Bei bekanntem (experimentell bestimmtem) Wert $\eta_{ch,Al}$ ließe sich umgekehrt unter der Annahme $\gamma=1$ ein scheinbarer (*apparent*) Lungenbläschen-Radius R_{app} bestimmen.

Wenn die Cunningham-Korrektur $C(d)$ vernachlässigbar ist, d.h. für Partikel im Mikrometerbereich oder größer, muss sich laut Gleichung (5.6-10) bei einer Vervielfachung des Durchmessers d die Ladungszahl j verdoppeln, um den gleichen Effekt zu erzielen. Zu den Konsequenzen und zur Verallgemeinerung auf kleinere Partikel siehe weiter unten die Diskussion von Gleichung (5.6-15).

$\eta_{ch,Al}$ beschreibt die Anzahl der aufgrund der zusätzlichen Ladungswirkung in den Lungenbläschen deponierten Partikel relativ zu allen Partikeln derselben Größe und Ladungszahl, welche die Lungenbläschen erreichen (hier mit N_{Al} bezeichnet). Experimentell gewonnen wurde allerdings die Differentielle Deposition DD . Diese entspricht der Anzahl der aufgrund der zusätzlichen Ladungswirkung im Atemtrakt deponierten Partikel relativ zu allen gleichartigen Partikeln, welche sich ursprünglich im eingeatmeten Luftvolumen befanden (hier mit N_0 bezeichnet). Wenn die Ladungs-induzierte Deposition praktisch ausschließlich in den Lungenbläschen stattfindet (was hier angenommen werden soll), ist das Verhältnis von DD zu $\eta_{ch,Al}$, praktisch identisch zum Verhältnis N_{Al}/N_0 . Wenn dieses Verhältnis wiederum im untersuchten Partikelgrößenbereich praktisch weder vom Partikeldurchmesser noch von der der Ladung abhängt, und damit unabhängig von K ist, sollte DD ebenfalls eine lineare Abhängigkeit von K zeigen.

Abbildung 5.6-1 zeigt die Abhängigkeit der gemessenen Differentiellen Deposition (DD) vom Parameter K (die Abhängigkeit der Messwerte von der Partikelladung selbst wird in Abbildung 5.6-3 und Abbildung 5.6-4 im Abschnitt 5.6.5 gezeigt). Messungen erfolgten für die Partikeldurchmesser 300 nm (rote Karos, es wurde mit 2 Subjekten (Versuchspersonen) gearbeitet), 600 nm (grüne Quadrate oder Kreuze, 4 Subjekte), und 1 μm (blaue Dreiecke, 2 Subjekte). Ebenfalls dargestellt sind folgende Anpassungen:

- Anpassung 1 (durchgezogene Gerade): Linearanpassung laut Gleichung (5.6-12), mit den von MELANDRI et al. (1983) experimentell ermittelten Parametern $a=7,6\%$, $b=0,91\%$.
- Anpassung 2 (gestrichelte Linie, konvergiert mit wachsendem K gegen Anpassung 1): Gleichung (5.6-24) unter Nutzung derselben experimentell gewonnenen Parameter.
- Anpassung 3 (gestrichelte Linie): Gleichung (5.6-24) mit reduziertem Offset a (2% statt 7,6%).

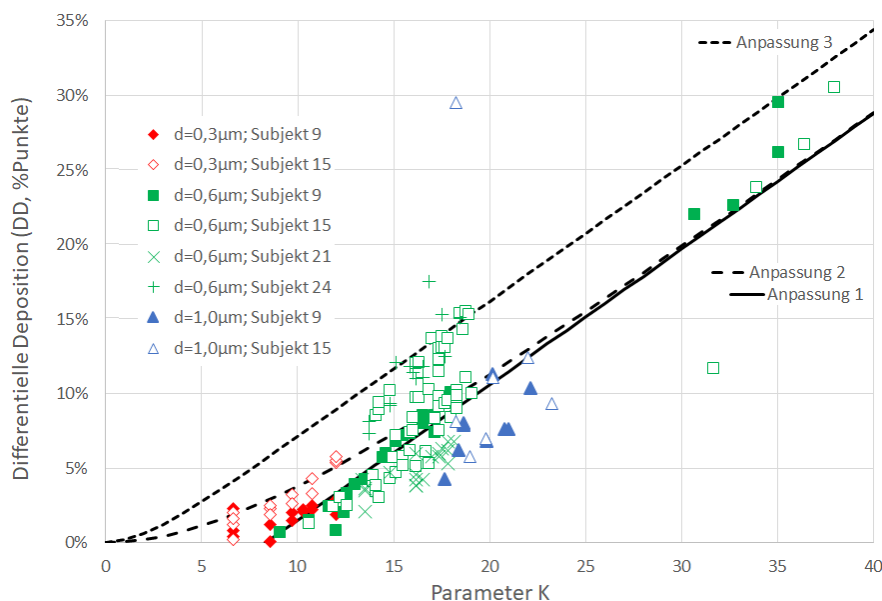


Abbildung 5.6-1: MELANDRI et al. (1983): Gemessene Differentielle Depositionen (DD) als Funktion des Parameters K . Dazu diverse Anpassungen (siehe Text).

Laut Abbildung 5.6-1 ergab sich in den Experimenten in der Tat in sehr guter Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen DD und K :

$$DD = bK - a \quad (5.6-11)$$

Der Anpassungsparameter a ist dabei generell größer als Null. D.h. es existiert ein Schwellwert für K , bei welchem DD auf null fällt. Bei niedrigeren K -Werten hat die elektrische Ladung des Partikels somit praktisch keinen Effekt auf die Depositionsrate. Dies wird durch Gleichung (5.6-9) nicht vorausgesagt (theoretisch wäre der dort ad hoc eingeführte Offset a' gleich Null, d.h. es besteht keine Untergrenze, oberhalb welcher die Ladung zu wirken beginnt). Zu einer möglichen Interpretation dieser Untergrenze siehe Abschnitt 5.6.2.

Würde man für die Messergebnisse individueller Versuchspersonen eine Linearanpassung vornehmen, würde man mit Gleichung (5.6-9) erwarten, dass sich der Anpassungsparameter b antiproportional zum Radius der Lungenbläschen der jeweiligen Person verhalten sollte: Je größer die Lungenbläschen, umso geringer der relative Anteil der Partikel, welche in einer begrenzten Zeit durch die elektrischen Anziehungskräfte zur Wand gezogen werden können. In der Tat fielen die individuellen Werte für b mit wachsendem Lungenvolumen der Testpersonen ab; in Abbildung 5.6-1 sind die individuellen Anpassungen nicht dargestellt, eine detaillierte Darstellung findet sich in der Originalpublikation (MELANDRI et al. 1983). Dies ist laut der Autoren ein starker Hinweis darauf, dass die zusätzliche Deposition der geladenen Partikel in der Tat überwiegend in den Lungenbläschen und nicht in den oberen oder unteren Atemwegen stattfindet. Die individuellen Werte für a verhielten sich ähnlich; es ergab sich zumindest bei den Experimenten mit 600-nm-Partikel (hier wurden die meisten Experimente durchgeführt) ein praktisch Versuchsperson-unabhängiges Verhältnis a/b . Dieses Verhältnis ist laut Gleichung (5.6-11) identisch mit dem K -Schwellwert, bei welchem DD auf null abfällt; dieser wäre dann ebenso unabhängig vom Durchmesser der Lungenbläschen.

Wie Abbildung 5.6-1 zeigt, passen die Ergebnisse für verschiedene Versuchspersonen und Partikeldurchmesser in erster Näherung (und von Ausreißern abgesehen) sehr gut zu einer gemeinsamen Linearanpassung, welche durch die Autoren wie folgt angegeben wurde:

$$DD = bK - a = 0,91\% \times K - 7,6\% \quad (5.6-12)$$

Der Schwellwert für K , bei welchem DD den Wert Null erreicht, beträgt somit

$$K_{krit} = \frac{a}{b} = \frac{7,6}{0,91} = 8,35 \quad (5.6-13)$$

Mit Gleichung (5.6-10) folgt

$$(Bj^2)_{krit} = (K_{krit})^3 \approx 580 \times 10^{10} \frac{s}{kg} \quad (5.6-14)$$

Aus der Stokesschen Gleichung (5.6-2) ergibt sich schließlich

$$j_{krit} = \sqrt{\frac{3\pi\eta d}{C(d)} (Bj^2)_{krit}} \approx 0,97 \sqrt{\frac{d[nm]}{C(d)}} \quad (5.6-15)$$

j_{krit} ist die minimale nötige Ladungszahl, um eine erhöhte Deposition im Vergleich zu Neutralpartikeln zu erhalten. Bei den in den Experimenten verwendeten Partikelgrößen von 0,3, 0,6 und 1 μm ergeben sich kritische Ladungszahlen von 13, 21 und 28. Um tatsächlich einen signifikanten Effekt zu erreichen, muss die Ladungszahl nochmals deutlich über diese Grenze ansteigen. Diese kritischen Ladungszahlen liegen erheblich über den mittleren Ladungszahlen, welche man für die entsprechenden Partikeldurchmesser im Ladungsgleichgewicht erwarten würde (Gleichung (3.1-8) im Abschnitt 3.1), diese lägen bei 1,3, 1,9 und 2,3. Damit wäre die Vermutung entkräftet, dass dieser Offset experimentell dadurch zustande kam, dass bereits die zur Bestimmung der Basislinie genutzten „Neutralpartikel“ typische Gleichgewichtsladungen trugen.

Unter der Annahme, dass die Cunningham-Korrektur $C(d)$ praktisch gleich 1 ist, was für Partikel im Mikrometerbereich angenommen werden kann, verdoppelt sich j_{krit} somit bei einer Vervierfachung des Durchmessers d (dasselbe gilt generell für die Ladungszahl j bei gegebenem Parameter K). Die Anzahl der aufgenommenen Ladungen pro Partikel windabwärts einer Hochspannungsleitung sollte sich bei einer

Vervierfachung des Durchmessers allerdings vervierfachen, siehe Abschnitt 3.2.3. D.h. die Ladungs-induzierte Deposition von Partikeln in Lunge und Atemtrakt sollte mit wachsendem Partikeldurchmesser immer relevanter werden. Im Abschnitt 5.6.4 wird dieser Punkt näher untersucht, siehe vor allem Abbildung 5.6-2. Demnach nähern sich die mittleren Partikel-Ladungszahlen windabwärts von Hochspannungsleitungen mit wachsendem Partikeldurchmesser zwar wie erwartet an j_{krit} an, erreichen aber erst bei Durchmessern von etwa 10 μm dieselben Werte. Bei kleinen Partikeln ist die Cunningham-Korrektur größer als 1 und j_{krit} steigt entsprechend zunächst sehr schnell: Ein Wert $j_{krit}=2$ wird bei einem Durchmesser von etwa 25 nm erreicht, hier beträgt $C(d)$ etwa 10 (in der Luft unter normalen Temperatur- und Druckbedingungen. Für noch kleinere Partikel ergeben sich noch höhere Korrekturen, hier ist Gleichung (5.6-15) aber bedeutungslos, da geladene Partikel in jedem Fall mindestens eine Ladung tragen). Bei etwa 100 nm beträgt j_{krit} bereits 6 (und $C(d)$ etwa 3), während selbst windabwärts von Hochspannungsleitungen im Extremfall gerade einmal im Mittel eine Ladung pro Partikel erwartet werden würde.

Die Arbeit von MELANDRI et al. (1983) wurde zwar viel zitiert, aber trotz ihrer hohen Bedeutung offenbar kaum reproduziert. Auch der Review von PRODI & MULLARONI (1985) erwähnt keine neueren Arbeiten, erschien aber nur zwei Jahre nach den Arbeiten von MELANDRI et al. (1983). Die technisch ähnliche, praktisch allerdings weniger aussagefähige Arbeit von SCHEUCH, GEBHART & ROTH (1990) wurde im Abschnitt 5.5.2 vorgestellt. Erwähnenswert ist ein Artikel von 2015, verfasst von einem Team der University of Bristol, des Imperial College London und des Royal Brompton Hospital (alle Großbritannien). Hier wird ein experimentelles Setup beschrieben, welches offenbar zur Durchführung derartiger Experimente mit Versuchspersonen dient (MATTHEWS et al. 2015). Dieser Artikel wurde jedoch seinerseits bislang überhaupt nicht zitiert.

5.6.2 Auswertung der Ergebnisse

Nach Gleichung (5.6-7) wäre die Existenz einer kritischen Ladungszahl j_{krit} gleichbedeutend mit der Existenz eines kritischen Abstands x_{krit} :

$$x_{krit} = \left\{ (Bj^2)_{krit} \frac{3e^2 t_0}{16\pi\epsilon_0} \right\}^{\frac{1}{3}} = 12,6 \mu\text{m} \quad (5.6-16)$$

Dies entspräche etwa einem 25stel des Durchmessers von voll entfalteten Lungenbläschen erwachsener Personen (Durchmesser etwa 300 μm). Der kritische Abstand x_{krit} kann so interpretiert werden, dass für Partikel, welche sich unmittelbar nach dem Einatmen in weniger als diesem Abstand von der Wand des Lungenbläschens wiederfinden, die Wahrscheinlichkeit der Wandberührung in der Zeit bis zum Ausatmen praktisch nicht davon abhängt, ob die Partikel geladen sind oder nicht. Dieser kritische Abstand wäre dann auch unabhängig von der Partikelgröße oder Ladungszahl. Siehe dazu auch Abschnitt 5.6.3.

Oberhalb dieses kritischen Abstands x_{krit} hingegen scheinen die theoretisch hergeleiteten Depositionsraten qualitativ gut mit den experimentellen Ergebnissen vereinbar zu sein. Aus den Gleichungen (5.6-9) und (5.6-12) ergibt sich

$$R_{app} [\mu\text{m}] = \frac{R[\mu\text{m}]}{\gamma} = \frac{4,54}{\eta_{ch,AI}} K = 4,54 \frac{DD}{\eta_{ch,AI}} \frac{K}{DD} \geq \phi \frac{4,54}{0,91\%} \quad (5.6-17)$$

R_{app} wäre der sich experimentell ergebende scheinbare Radius der Lungenbläschen, R der tatsächliche Radius und γ ein Korrekturfaktor (der Quotient zwischen dem experimentell erhaltenen und dem theoretisch erwarteten Proportionalitätsfaktor zwischen der Deposition und dem Parameter K). Das Verhältnis ϕ stellt die Beziehung zwischen den Größen DD und $\eta_{ch,AI}$ her, unter der Annahme, dass die Deposition ausschließlich in den Lungenbläschen stattfindet (das Gleichheitszeichen in Gleichung (5.6-17) würde gelten, wenn dies der Fall wäre und außerdem der Offset-Parameter a in Gleichung (5.6-12) gleich Null wäre):

$$\phi = \frac{DD}{\eta_{ch,AI}} = \frac{N_{AI,j}}{N_{0,j}} \cong \frac{N_{AI}}{N_0} = \frac{DE_{AI}}{\eta_{AI}} \quad (5.6-18)$$

Die Größe DD bezeichnet die experimentell bestimmte Anzahl der durch einen Ladungseffekt im Atemtrakt deponierter Partikel einer bestimmten Größe und Ladung relativ zu allen Partikeln $N_{0,j}$ derselben Größe und Ladung, welche sich ursprünglich in der eingeatmeten Luft befanden. $\eta_{ch,AI}$ bezeichnet speziell die in den Lungenbläschen aufgrund des Ladungseffekts deponierten Partikel, relativ zu allen Partikeln $N_{AI,j}$ derselben Größe und Ladungszahl, welche die Lungenbläschen erreichen (der Index AI steht für Alveolär-Interstitielle Region, deren Hauptkomponente die Lungenbläschen bilden). Das Verhältnis $\phi = DD/\eta_{ch,AI}$ ist damit identisch zu $N_{AI,j}/N_{0,j}$. Man kann nun annehmen, dass dieses Verhältnis praktisch nicht von der Ladungszahl abhängt und damit identisch zu N_{AI}/N_0 ist, also dem Verhältnis aller Partikel einer bestimmten Größe, welche die Region AI erreichen, zu allen Partikeln derselben Größe, welche sich ursprünglich in der eingeatmeten Luft befanden. N_{AI}/N_0 wiederum entspricht per Definition dem Verhältnis DE_{AI}/η_{AI} ; erstere Größe ist die fraktionelle Deposition und letztere die Depositionswahrscheinlichkeit in der Region AI. Werte für DE_{AI} und η_{AI} und damit für deren Verhältnis ergeben sich aus dem ICRP-Modell (siehe Abschnitt 8.2). Speziell für das Tätigkeitsprofil mit dem höchsten Atemvolumen („Schwere Tätigkeit“) und für die gegebenen Partikel-Parameter (Dichte praktisch identisch zu der von Wasser) ergeben sich Verhältnisse über 80%, welche im gegebenen Größenbereich (300-1.000 nm) kaum vom Partikeldurchmesser abhängen. Für die übrigen Tätigkeitsprofile ergeben sich niedrigere Verhältnisse und auch eine etwas deutlichere Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser. Bei den Experimenten atmeten die Versuchspersonen eher kräftig und tief (d.h. mit hohem Atemvolumen), was also dem Profil „Schwere Tätigkeit“ am nächsten kommt. Deshalb soll angenommen werden, dass DE_{AI}/η_{AI} und damit ϕ tatsächlich in sehr guter Näherung unabhängig vom Partikeldurchmesser sind. Auch die Ergebnisse deuten darauf hin: experimentell ergab sich eine lineare Abhängigkeit der Größe DD vom Parameter K (in welchen der Partikeldurchmesser eingeht), theoretisch würde man genau dies für die Größe $\eta_{ch,AI}$ erwarten. Unter Vernachlässigung des Offsets a ist der Quotient $DD/\eta_{ch,AI}$ (und damit die Größe ϕ) somit in guter Näherung tatsächlich unabhängig von der Partikelgröße. Der tatsächliche Radius R eines Lungenbläschens (bei erwachsenen Personen, im voll entfalteten Zustand) liegt bei etwa 150 μm . Aus Gleichung (5.6-17) ergibt sich

$$\phi\gamma \leq \frac{0,91\%}{4,54} R[\mu\text{m}] \cong 0,3 \quad (5.6-19)$$

Im Folgenden soll $\phi = 80\%$ angenommen werden; nach den obigen Ausführungen sollte der tatsächliche Wert bei den Experimenten von MELANDRI et al. (1983) tatsächlich eher höher gelegen haben. Damit ergibt sich ein Korrekturfaktor γ von etwa 0,4, d.h. selbst bei einem Offset $a=0$ beträgt die gemessene Ladungs-induzierte Deposition in den Lungenbläschen nur etwa 40% der theoretisch erwarteten Ladungs-induzierten Deposition. Falls ϕ in Wahrheit höher als 80% lag, ergäbe sich ein noch kleinerer Faktor γ . Falls entgegen der MELANDRI et al. (1983) getroffenen Annahmen auch die Deposition geladener Partikel in anderen Atemwegsabschnitten signifikant zur gesamten gemessenen zusätzlichen Deposition DD beitrug, aber dennoch ein Großteil der geladenen Partikel die Lungenbläschen erreichte, würde die zusätzliche Deposition in den Lungenbläschen nur einen Teil der gemessenen Zusatzdeposition DD ausmachen. Der Korrekturfaktor γ soll sich aber explizit auf die Lungenbläschen beziehen und muss somit unter Zugrundelegung dieses Anteils berechnet werden, d.h. anstelle von 0,91% müsste in Gleichung (5.6-19) ein niedrigerer Wert eingesetzt werden. ϕ würde sich zwar ebenfalls etwas verringern, da nun weniger geladene Partikel die Lungenbläschen erreichen, insgesamt würde sich aber ein kleinerer Korrekturfaktor γ ergeben. Schließlich berücksichtigt der Korrekturfaktor γ per hier angewendeter Definition nicht den Offset a ; bezieht man diesen ein, ergibt sich ein niedrigerer Faktor, welcher überhaupt den Wert Null erreicht, sobald der kritische Parameter K_{krit} unterschritten wird (d.h. praktisch tritt keine signifikante Ladungs-induzierte Deposition mehr ein, obwohl die Theorie dies durchaus noch erwarten würde).

Mit Gleichung (5.6-17) und einem Korrekturfaktor γ von etwa 0,4 ergibt sich ein scheinbarer Lungenbläschen-Radius R_{app} von etwa 400 μm . Mit Gleichung (5.6-8) ergibt sich zudem die folgende Gleichung zur Anpassung an die Messwerte DD :

$$DD = \phi\eta_{ch,AI} = (\phi\gamma) \frac{3}{R} \left(\frac{3Bj^2e^2t_0}{16\pi\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{3}} - \phi a' = (\phi\gamma) \frac{1}{R} \left(\frac{27C(d)j^2e^2t_0}{16\pi^2\eta\epsilon_0d} \right)^{\frac{1}{3}} - a \quad (5.6-20)$$

Es stellt sich die Frage, warum der Korrekturfaktor γ so niedrig ausfällt. Bei der theoretischen Herleitung von $\eta_{ch,Al}$ (welche die Grundlage für die Bestimmung von γ bildet) wurde angenommen, dass außer der elektrostatischen Anziehung sowie der ihr entgegenwirkenden Stokeschen Reibung keine weiteren Kräfte auf die Partikel wirken. Dass die experimentell ermittelten zusätzlichen Depositionen die theoretisch erwarteten Werte deutlich unterschreiten, kann nun folgende Ursachen haben: Entweder verhindert eine weitere Kraft bei einem Großteil der geladenen Partikel effektiv, dass diese die nächstgelegene Wand erreichen. Oder eine weitere Kraft sorgt im Gegenteil dafür, dass diese Partikel die Wand auch ungeladen erreichen würden. Deshalb ist es instruktiv, die hier wirkenden elektrostatischen Kräfte größtmäßig abzuschätzen und ins Verhältnis zur Gravitationskraft zu setzen. Denn die Gravitation zieht die Partikel ebenfalls in Richtung Wand (aber nicht unbedingt zur nächstgelegenen Wand). Dasselbe gilt auch für die Trägheit, diese wirkt allerdings nur, wenn die Geschwindigkeit des Luftstroms größer Null ist, also auf dem Weg zu den Lungenbläschen und zurück. Eine Abschätzung des Verhältnisses von elektrostatischer Anziehung zur Trägheit (welche die Impaktion bewirkt) erfolgte im Abschnitt 5.4.2.

5.6.3 Vergleich mit Gravitation und Diffusion

Wenn man in Gleichung (5.6-5) anstelle der elektrostatischen Kraft F die Gravitationskraft $F_{grav}=mg$ einsetzt, ergibt sich

$$v_{grav} = BF_{grav} = \frac{C(d)mg}{3\pi\eta d} = \frac{C(d)\rho g}{18\eta} d^2 \quad (5.6-21)$$

mit m und ρ Masse und Dichte des Partikels und g der Gravitationsbeschleunigung. v_{grav} ist die sogenannte Sedimentationsgeschwindigkeit, mit welcher sich Partikel einer bestimmten Dichte dank der Schwerkraft nach unten bewegen. v_{grav} steigt mit dem Quadrat des Partikeldurchmessers, ist aber unabhängig von der Distanz zur Wand. Die Geschwindigkeit, mit welcher sich ein Partikel aufgrund der elektrostatischen Anziehung zur Wand bewegt, ist hingegen umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstands zur Wand, siehe Gleichung (5.6-5), d.h. die elektrostatische Anziehung wird erst in Wandnähe wichtiger als die Gravitation. v_{grav} ist identisch zu t/x_{grav} , mit x_{grav} der Strecke, welche in der Zeit t unter Einfluss der Gravitation zurückgelegt wird. Die Zeit, in welcher ein Partikel unter Einfluss der elektrostatischen Anziehung die Strecke x_{el} von einem bestimmten Startpunkt bis zur Wand zurücklegt, ist aus Gleichung (5.6-6) bekannt. Bei Gleichsetzung beider Zeiten ergibt sich

$$x_{el,grav} = \frac{3je}{\pi} \sqrt{\left(\frac{x_{grav}}{x_{el}}\right) \frac{1}{8\varepsilon_0\rho g d^3}} \quad (5.6-22)$$

Setzt man das Verhältnis x_{grav}/x_{el} gleich 1, erhält man also die Startdistanz, aus welcher ein Partikel unter ausschließlichem Einfluss der elektrostatischen Anziehung die Strecke bis zur Wand in genau der Zeit zurücklegen würde, in welcher es sich über dieselbe Streckenlänge unter ausschließlichem Einfluss der Gravitation bewegen würde (die Bewegung aufgrund elektrostatischer Anziehung und Gravitation erfolgt im Allgemeinen nicht in dieselbe Richtung). Die sich ergebende Entfernung $x_{el,grav}$ für $(x_{grav}/x_{el})=1$ ist somit ein Schätzwert für die Wandabstände, innerhalb von welchen die elektrostatische Anziehung wichtiger ist als die Gravitation.

In den Experimenten wurden Carnaubawachs-Partikel mit einer Dichte ρ von $0,98 \text{ g/cm}^3$, also praktisch der Dichte von Wasser, verwendet. Für die drei verwendeten Partikelgrößen von $0,3$, $0,6$ und $1 \text{ }\mu\text{m}$ und die korrespondierenden kritischen Ladungszahlen 13 , 21 und 28 ergeben sich Distanzen $x_{el,grav}$ von etwa 15 , 8 und $5 \text{ }\mu\text{m}$, größenordnungsmäßig also im Bereich des kritischen Abstands $x_{krit}=12,6 \text{ }\mu\text{m}$, siehe Abschnitt 5.6.2. Der kritische Abstand x_{krit} sowie die damit zusammenhängenden kritischen Ladungszahlen ergaben sich mathematisch aus dem experimentell gefundenen Offset K_{krit} , siehe Abschnitt 5.6.2. Wie dort dargelegt, ist eine mögliche Interpretation des Offsets, dass Partikel, welche sich nach dem Einatmen in einer Distanz deutlich kleiner als x_{krit} von der Wand befinden, die Wand ohnehin mit hoher Wahrscheinlichkeit erreichen (eine mögliche Ursache wären z.B. Verwirbelungen in Wandnähe). In diesem Fall können Ladungszahlen, für welche sich eine Distanz $x_{el,grav}$ deutlich kleiner als x_{krit} ergibt, die Depositionswahrscheinlichkeit tatsächlich nicht signifikant erhöhen. Bei höheren Ladungszahlen hingegen

wird die Ladung auch bereits bei Entfernungen größer als x_{krit} relevant und kann nun somit tatsächlich die Deposition steigern. Die Tatsache, dass $x_{el,grav}$ und x_{krit} etwa die gleiche Größenordnung besitzen, ist somit ein stimmiges Ergebnis.

Analog lässt sich auch eine Abschätzung für die Relation zwischen elektrostatischer Anziehung und Diffusion durchführen. Auch hierfür wird Gleichung (5.6-6) genutzt, welche die Zeit beschreibt, innerhalb welcher ein Partikel durch elektrostatische Anziehung aus einer Entfernung x_{el} bis zur Wand gelangt. Die Gleichung enthält den Diffusionskoeffizienten D , dieser wiederum entspricht dem Verhältnis $(x_{diff})^2/2t$, mit x_{diff} der in der Zeit t typischerweise durch Diffusion zurückgelegten Strecke (korrekterweise ist x_{diff} die Wurzel aus dem mittleren Quadrat der in einer bestimmten Zeit zurückgelegten Strecke, siehe Gleichung (8.2-11) im Anhang 8.2.3). Nach Kürzen der Zeit ergibt sich

$$x_{el,diff} = \left(\frac{x_{diff}}{x_{el}} \right)^2 \frac{3j^2 e^2}{32\pi\epsilon_0 kT} \quad (5.6-23)$$

Analog zur obigen Herangehensweise ist die sich ergebende Entfernung $x_{el,diff}$ für $(x_{grav}/x_{el})=1$ somit ein Schätzwert für die Wandabstände, innerhalb von welcher die elektrostatische Anziehung wichtiger ist als die Molekulardiffusion. $x_{el,diff}$ hängt nicht vom Partikeldurchmesser ab, sehr wohl aber vom Quadrat der Ladungszahl j . Für die mit den Partikelgrößen von 0,3, 0,6 und 1 μm korrespondierenden kritischen Ladungszahlen 13, 21 und 28 ergeben sich Distanzen von etwa 3, 9 und 16 μm , größenordnungsmäßig also ebenfalls im Bereich des kritischen Abstands $x_{krit}=12,6 \mu\text{m}$, das Ergebnis ist damit ebenfalls stimmig.

Anm.: Laut Abbildung 5.6-1 erscheint die gemeinsame Linearanpassung, aus welcher sich der gemeinsame kritische Abstand $x_{krit}=12,6 \mu\text{m}$ sowie die die kritischen Ladungszahlen für jede Partikelgröße ergaben, nur als erste Näherung; hätte man für jede der drei in den Experimenten genutzten Partikelgrößen eine eigene Linearanpassung erstellt, wäre K_{krit} umso größer ausgefallen, je höher der Partikeldurchmesser ist. Damit würde zwar einerseits x_{krit} mit wachsendem Partikeldurchmesser steigen. Aber auch die kritischen Ladungszahlen steigen mit wachsendem Partikeldurchmesser stärker an als es sich bei Verwendung eines gemeinsamen Parameters K_{krit} ergibt.

Zum Vergleich zwischen elektrostatischer Anziehung und Gravitation kann man auch wie folgt vorgehen: Setzt man den kritischen Abstand $x_{krit}=12,6 \mu\text{m}$ in Gleichung (5.6-4) ein, ergeben sich für die drei in den Experimenten verwendeten Partikelgrößen von 0,3, 0,6 und 1 μm und die korrespondierenden kritischen Ladungszahlen 13, 21 und 28 elektrostatische Kräfte von 0,6, 1,6 und $2,8 \cdot 10^{-16} \text{ N}$. Mit dieser Kraft würde ein sich gerade in der Entfernung x_{krit} von der Wand des Lungenbläschens befindliches Partikel zu dieser Wand gezogen. Die Massen dieser Partikel betragen gleichzeitig etwa 0,01, 0,1 und 0,5 Pikogramm. Multipliziert man diese wiederum mit der Gravitationsbeschleunigung ($9,81 \text{ m/s}^2$), ergeben sich Gravitationskräfte von etwa 1,4, 11 und $50 \cdot 10^{-16} \text{ N}$, also etwa 2, 7 bzw. gar 18-mal so stark wie die elektrostatischen Kräfte beim Abstand x_{krit} . Bei noch größerer Entfernung des Partikels von der Wand wäre der Unterschied noch gravierender: die Gravitationskraft ist abstandsunabhängig, die elektrostatische Kraft fällt mit dem Quadrat des Abstands. Damit die elektrostatischen Kräfte beim kritischen Abstand $x_{krit}=12,6 \mu\text{m}$ genauso groß wie die Gravitationskräfte sind, muss die Ladungszahl bei 19, 55 und 118 liegen. Dies wiederum entspräche Parametern K von etwa 11, 16 und 202. Laut Abbildung 5.6-1 sind dies ungefähr die K -Werte, bei welche die von MELANDRI et al. (1983) gemessene Differentielle Deposition für die betreffende Partikelgröße etwa den Wert von 5 Prozentpunkten erreicht (wenn man für jede Partikelgröße eine eigene Linearanpassung an K erstellen würde).

Bei kleineren Partikeln wären die Verhältnisse völlig anders: Für die Partikelgröße 100 nm ergibt sich eine kritische Ladungszahl 6, für die Größen 10 und 1 nm liegt sie bei 1 (rechnerisch liegt sie vor allem bei 1 nm deutlich darunter, aber praktisch sind nur ganzzahlige Ladungen möglich). Bei diesen Parametern wären die elektrostatischen Kräfte beim gegebenen Abstand $x_{krit}=12,6 \mu\text{m}$ um etwa den Faktor 3, 70 bzw. sogar 70.000 größer als die Gravitationskräfte, und die Wandabstände, innerhalb von welchen die elektrostatische Anziehung wichtiger ist als die Gravitation, liegen rechnerisch bei etwa 35 μm , 185 μm und 5,9 mm (zum Vergleich: der Innenradius eines gefüllten Lungenbläschens liegt bei etwa 150 μm). Die Gravitation ist für diese Partikel somit bedeutungslos, allerdings stellt nun die Diffusion eine wichtige

Konkurrenz dar: Praktisch treten bei Partikeln kleiner als 100 nm fast nur einfache Ladungen auf (die mittlere Ladungszahl aller Partikel übersteigt im Gleichgewicht typischerweise erst bei etwa 200 nm den Wert 1, siehe Abbildung 5.6-2). Für einfach geladene Partikel ergibt sich aus Gleichung (5.6-23) für den Fall $(x_{diff}/x_{el})=1$ rechnerisch ein Wert $x_{el,diff}$ von nur 20 nm (unabhängig vom Partikeldurchmesser), d.h. einfach geladene Partikel müssten sich der Atemwegswand auf 20 nm annähern, damit die elektrostatische Anziehung für eine schnellere Bewegung sorgt als die Diffusion. Dies unterschreitet sogar die mittlere freie Weglänge (etwa 70 nm bei Körpertemperatur). Umgekehrt ergibt sich bei einer angenommenen Wanddistanz $x_{el,diff}=100$ nm ein Verhältnis x_{diff}/x_{el} von etwa 2, d.h. in der Zeit, in welchem sich ein einfach geladenes Partikel aus 100 nm Entfernung aufgrund der elektrostatischen Kräfte bis zur Wand bewegen würde, könnte es im Schnitt etwa eine doppelt so lange Strecke diffundieren, bei Wanddistanzen $x_{el,diff}=1$ µm bzw. 2 µm ergeben sich Verhältnisse von 7 bzw. 10. Allerdings handelt es sich bei der elektrostatischen Anziehung um eine gerichtete Bewegung, während die Diffusion in eine zufällige Richtung verläuft. Deshalb ist es gerechtfertigt, anzunehmen, dass die elektrostatische Anziehung bis zu Wandentfernungen von größenordnungsmäßig etwa einem Mikrometer noch relevant ist. Die Deposition von geladenen Partikeln mit Durchmesser im Bereich 10-100 nm kleiner als 100 nm wurde durch COHEN et al. (1995) untersucht, siehe Abschnitt 5.7 und hier besonders Abschnitt 5.7.4.

5.6.4 Vergleich der Ergebnisse mit dem ICRP-Modell

$\eta_{ch,Al,j}$ sei die Ladungs-induzierte Depositionseffizienz in der Alveolär-Interstitiellen Region (AI), deren Hauptkomponente die Lungenbläschen bilden, für Partikel mit einem bestimmten Durchmesser d und einer bestimmten Ladungszahl j . Die Abhängigkeit von $\eta_{ch,Al,j}$ vom Parameter K soll durch folgende Gleichung beschrieben werden

$$\eta_{ch,Al,j} = \frac{DD}{\phi} = \frac{1}{\phi} \left\{ bK - a \left(1 - e^{-\frac{b}{a}K} \right) \right\} = b'K - a' \left(1 - e^{-\frac{K}{K_{krit}}} \right) \quad (5.6-24)$$

Diese Gleichung folgt aus der Anpassungsgleichung (5.6-11) für die Differentielle Deposition (DD). Es wurde jedoch mehrere Modifikationen vorgenommen:

- Es wurde zusätzlich der Parameter ϕ (5.6-18) berücksichtigt. Dieser entspricht dem Verhältnis zwischen der Anzahl aller Partikel, welche die Lungenbläschen tatsächlich erreichen, und der Anzahl aller Partikel, welche sich ursprünglich in einem eingeatmeten Luftpaket befanden. Denn die Größe $\eta_{ch,Al,j}$ beschreibt die Ladungs-Deposition relativ zu allen Partikeln, welche in die Lungenbläschen gelangen, die experimentell bestimmte Größe DD hingegen beschreibt die Ladungs-Deposition relativ zu allen Partikeln in der durch die Versuchsperson eingeatmeten Luft.
- Es wurde eine Modifikation vorgenommen, welche bewirkt, dass $\eta_{ch,Al,j}$ mit abnehmendem Parameter K stetig gegen Null geht, siehe Abbildung 5.6-1. Damit werden Sprünge im ICRP-Modellergebnis vermieden.

a und b wurden durch MELANDRI et al. (1983) als 7,6% und 0,91% angegeben. ϕ ist nicht genau bekannt, sollte aber bei über 80% gelegen haben (siehe Abschnitt 5.6.2.). Die sich ergebenden Parameter $a'=9,5\%$ und $b'=1,14\%$ und entsprechend auch $K_{krit}=8,35$ werden als universal gültig angenommen (d.h. sie sollen auch für kleinere oder größere Partikel gelten als in den Experimenten verwendet). Alternativ können auch die theoretisch erwarteten Werte $a'=0$ und $b'=3\%$ eingesetzt werden (siehe Gleichung (5.6-9) im Abschnitt 5.6.1).

Der Theorie zufolge sollte der Proportionalitätsfaktor b mit wachsender Verweilzeit t der Luft in den Lungenbläschen anwachsen, siehe Gleichung (5.6-8). In den Experimenten zur Ermittlung von b wurde mit einer Zeit von 2 Sekunden gearbeitet. Dies liegt an der Obergrenze der typischen Verweilzeiten während normaler Atemzyklen: für eine männliche Person schlägt das ICRP-Modell im Aktivitätsprofil „Schlaf“ eine Transitzeit 1,8 s für die AI-Region und 2,3 s für den kompletten Atemtrakt vor, im Profil „Leichte Aktivität“ sind es nur 1,3 und 1,4 s (dieses Aktivitätsprofil wurde zur Berechnung der weiter unten in Abbildung 5.6-2 dargestellten Verläufe genutzt). Eine Berücksichtigung der Zeitskalierung nach Gleichung (5.6-8) würde b und damit $\eta_{ch,Al}$ bei Annahme realer Atemzyklus-Längen verringern. Die theoretisch erwartete

Zeitabhängigkeit ist eher gering - b ist nur zu $t^{0,333}$ proportional. Diese Abhängigkeit wurde durch MELANDRI et al. (1983) nicht experimentell überprüft. Bei den Messungen von HEYDER et al. (1978) waren 2 Sekunden die kürzeste verwendete Zeit, siehe Tabelle 5.5-1 im Abschnitt 5.5.1. Für eine eventuelle Zeitabhängigkeit des Offset-Parameters a' existieren keine theoretischen Annahmen. Da das Ziel der folgenden Analyse in erster Linie in der Abschätzung von Maximalwerten für $\eta_{ch,AI,j}$ besteht, wurde auf die Zeitskalierung verzichtet, dies sollte die Deposition in der AI-Region (denn nur hier soll ein zusätzlicher Ladungseffekt angenommen werden werden) tendenziell überschätzen.

$\eta_{ch,AI}$ sei die totale Ladungs-Deposition in der AI-Region. Um $\eta_{ch,AI}$ zu ermitteln, muss für jede relevante Ladungszahl j die Depositionswahrscheinlichkeit $\eta_{ch,AI,j}$ mit der Häufigkeitsverteilung der Partikel mit eben dieser Ladungszahl multipliziert werden:

$$\eta_{ch,AI} = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \eta_{ch,AI,j} P_j \quad (5.6-25)$$

$\eta_{ch,AI}$ kann schließlich unter der Annahme

$$\eta_{AI} = \eta_{AI,ICRP} + \eta_{ch,AI} - \eta_{AI,ICRP} \eta_{ch,AI} \quad (5.6-26)$$

zu $\eta_{AI,ICRP}$, den Erwartungen des ICRP-Modells für die AI-Region, addiert werden; das Produkt $\eta_{AI,ICRP} \eta_{ch,AI}$ verhindert, dass die resultierende totale Depositionswahrscheinlichkeit η_{AI} der AI-Region 100% übersteigt.

$\eta_{ch,AI,j}$ in Gleichung (5.6-25) folgt aus Gleichung (5.6-24), für die Häufigkeitsverteilung P_j bestehen verschiedene Herleitungen: Gleichung (3.1-8) im Abschnitt 3.1 stellt die Verteilung im Gleichgewicht dar, Gleichung (3.2-16) im Abschnitt 3.2.5 die im Extremfall erwartete Verteilung nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke, etwa windabwärts einer Hochspannungsleitung.

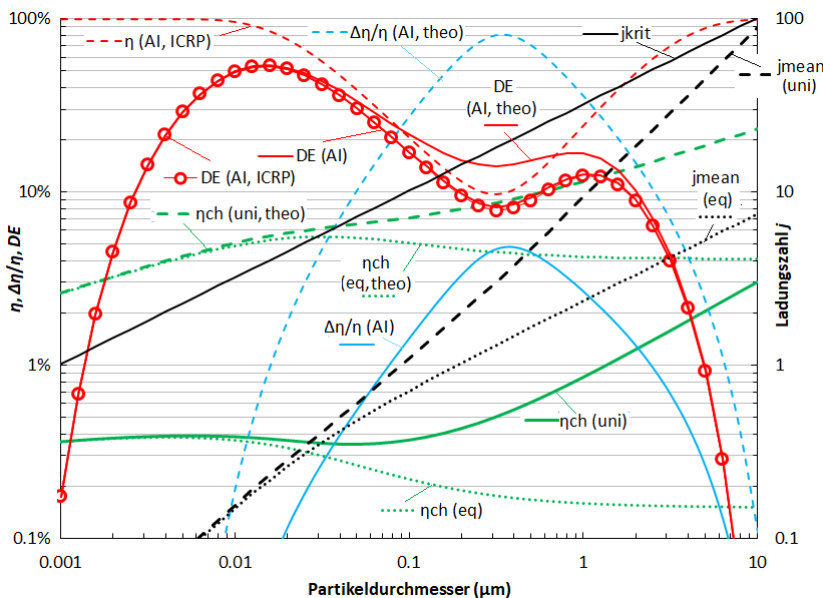


Abbildung 5.6-2: Anwendung der theoretischen Erwartungen und experimentellen Ergebnisse von MELANDRI et al. (1983) auf das ICRP-Modell.

Abbildung 5.6-2 zeigt verschiedene Verläufe der Ladungs-induzierten Deposition $\eta_{ch,AI}$ und die Wirkung auf die totale Depositionswahrscheinlichkeit η_{AI} sowie die Fraktionelle Deposition DE_{AI} in der AI-Region. Die folgenden Verläufe sind dargestellt:

- Zum Vergleich: η (AI, ICRP), die Depositionswahrscheinlichkeit in der AI-Region laut ICRP-Modell, und DE (AI, ICRP), die daraus resultierende Fraktionelle Deposition in derselben Region
- η_{ch} (eq, theo): $\eta_{ch,AI}$ unter der Annahme, dass die Partikel-Ladungsverteilung der Verteilung im symmetrischen Ladungsgleichgewicht entspricht (Gleichung (3.1-8) im Abschnitt 3.1) und dass die theoretisch erwarteten Parameter $a'=0$ und $b'=3\%$ gelten. η_{ch} (eq, theo) bietet damit eine Abschätzung

des theoretisch im Gleichgewicht überhaupt möglichen Ladungseffekts. Die Werte sind jedoch nicht additiv zu $\eta_{AI,ICRP}$, denn die Erwartungswerte des ICRP-Modells gelten ebenfalls für Partikel im Ladungsgleichgewicht (d.h. ein eventueller Ladungseffekt ist hierin bereits enthalten). Am nächsten kommen η_{ch} (eq, theo) und η (AI, ICRP) einander bei einem Partikeldurchmesser von etwa 300 nm; η (AI, ICRP), erreicht unter den hier getroffenen Annahmen bei diesem Durchmesser gerade sein Minimum von etwa 10%, η_{ch} (eq) könnte an diesem Punkt theoretisch fast 5% und damit die Hälfte beitragen, experimentell wurde dies jedoch nicht bestätigt (d.h. der tatsächliche Beitrag ist wesentlich geringer). Das Maximum von η_{ch} (eq, theo) von fast 6% ergab sich bei etwa 25 nm, hier wäre aber selbst dieser theoretische Wert vernachlässigbar klein gegenüber η (AI, ICRP), diese erreicht hier etwa 70%.

- η_{ch} (eq): ebenfalls Ladungsgleichgewicht, aber unter Nutzung der experimentell gewonnenen Parameter $a'=9,5\%$ und $b'=1,14\%$. Die sich so ergebenden Werte sollten den tatsächlichen Ladungseffekt etwas unterschätzen, denn dieser wurde nicht relativ zu neutralen Partikel, sondern zu Partikeln im Gleichgewicht ermittelt. Allerdings, selbst wenn der tatsächliche Ladungseffekt (relativ zu neutralen Partikeln) um ein Mehrfaches höher wäre als hier dargestellt, wäre er offenbar noch sehr niedrig. Das Maximum des dargestellten Verlaufs von gerade einmal 0,4% ergab sich theoretisch bei 5 nm (Partikel dieser Größe, welche die Lunge erreichen, werden dort aber ohnehin zu praktisch 100% deponiert), zu größeren Partikeln fallen die Werte weiter ab. Der Grund dafür ergibt sich aus einem Vergleich der Verläufe der Ladung in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser: in Abbildung 5.6-2 dargestellt wurde einerseits der Verlauf für die kritische Ladungszahl j_{krit} , oberhalb welcher laut der auf denselben Parametern beruhenden Gleichung (5.6-15) ein Effekt der Partikelladung auf die Depositionswahrscheinlichkeit in der Lunge eintritt, andererseits für j_{mean} (eq), die mittlere Ladungszahl im Gleichgewicht: diese liegt mehr als eine Größenordnung unter j_{krit} und wächst zudem mit wachsendem Partikeldurchmesser deutlich langsamer als j_{krit} (die logarithmische Darstellung in Abbildung 5.6-2 täuscht in diesem Punkt etwas). Im Ladungsgleichgewicht kann der Ladungseffekt damit praktisch bei keinem Partikeldurchmesser eine Rolle spielen.
- η_{ch} (uni, theo): Wieder unter Nutzung der theoretischen Parameter $a'=0$ und $b'=3\%$, aber diesmal unter der Annahme, dass die Ladungsverteilung der Gleichung (3.2-16) im Abschnitt 3.2.5 entspricht; diese stellt eine Extremabschätzung für die Ladungsverteilung nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke dar. Hier ergibt sich ein stetig steigender Wert für η_{ch} – bei einem Partikeldurchmesser von 10 μm werden theoretisch mehr als 20% erreicht. Praktisch kann hier aber kein Ladungseffekt mehr eintreten, da Partikel dieser Größe die Lungenbläschen kaum noch erreichen (die Fraktionelle Deposition DE (AI, ICRP) ist praktisch null), und wenn doch, werden sie unabhängig von ihrer Ladung zu praktisch 100% deponiert (η (AI, ICRP) beträgt praktisch 100%). Dargestellt wurde auch das Verhältnis $\Delta\eta/\eta$ (theo), welches angibt, um wieviel Prozent sich die Deposition in der AI-Region theoretisch steigern ließe (relativ zur Deposition, welche im ICRP-Modell erwartet wird). 10% werden hier etwa zwischen 50 nm und 2,5 μm überschritten, die höchste relative Steigerung von etwa 80% (also etwas weniger als eine Verdopplung) ergibt sich bei etwa 300 nm, wo η (AI, ICRP) sein Minimum von 10% erreicht. In Abbildung 5.6-2 ist auch der Effekt auf die Fraktionelle Deposition DE dargestellt: etwa zwischen 60 nm und 2 μm hebt sich die resultierende Fraktionelle Deposition DE (AI, theo) von DE (AI, ICRP), den Erwartungen des ICRP-Modells, ab. Bei 300 nm ergibt sich etwa eine Verdopplung, aber eben nur von 8% auf 14%.
- η_{ch} (uni): Dieselbe Ladungsverteilung, aber unter Nutzung der experimentell gewonnenen Parameter $a'=9,5\%$ und $b'=1,14\%$. Der Anstieg von η_{ch} (uni) mit wachsendem Partikeldurchmesser ist langsamer als der von η_{ch} (uni, theo) – die logarithmische Darstellung täuscht auch hier – und der Anstieg beginnt zudem erst oberhalb von 100 nm. Der Grund ist der in den experimentellen Parametern enthaltene Offset: ein signifikanter Ladungseffekt tritt erst oberhalb einer bestimmten Ladungszahl j_{krit} ein. j_{krit} steigt mit wachsendem Partikeldurchmesser. Die mittlere Ladungszahl j_{mean} (uni) für die Ladungsverteilung nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke steigt zwar schneller als j_{krit} , zudem wird die Ladungsverteilung mit wachsendem Partikeldurchmesser immer breiter, d.h. der relative Anteil Partikel, deren Ladungszahl deutlich über dem Mittelwert j_{mean} (uni) liegt und j_{krit} übersteigt, wächst ebenfalls (nicht dargestellt). Trotzdem erreicht j_{mean} (uni) erst bei Partikeldurchmessern größer

als 10 µm tatsächlich etwa genauso hohe Werte wie j_{krit} , d.h. beide Verläufe treffen einander erst in einem Bereich, in welchem wie oben dargelegt die Ladung keine Steigerung der Deposition mehr bewirken kann. Das Verhältnis $\Delta\eta/\eta$ erreicht maximal 5 Prozent. Dieses Maximum tritt bei etwa 400 nm ein. Selbst hier kann der Ladungs-Effekt die Deposition somit gerade einmal um etwa 5 Prozent steigern. Die resultierende Fraktionelle Deposition DE (AI) ist in der logarithmischen Darstellung praktisch ununterscheidbar von DE (AI, ICRP), den Erwartungen des ICRP-Modells.

Die folgenden abschließenden Bemerkungen erscheinen notwendig:

- Abbildung 5.6-2 bezieht sich auf nicht-hygroskopische Partikel. Für hygroskopische Partikel verschiebt sich der Bereich, in welchem die Depositionswahrscheinlichkeit in der AI-Region ein Minimum erreicht und ein Ladungs-Effekt somit theoretisch eine signifikante Wirkung haben könnte, zu kleineren Durchmessern (siehe Abbildung 5.3-1), die Verläufe von j_{krit} und j_{mean} hingegen bleiben unverändert, d.h. die erreichbaren relativen Steigerungen der Deposition wären hier noch geringer.
- In den hier präsentierten Berechnungen wurde angenommen, dass die Depositionseffizienz nur in der AI-Region einem Ladungseinfluss unterliegt. Die Theorie würde zwar gestatten, sowohl die theoretisch erwarteten als auch die von MELANDRI et al. (1983) experimentell ermittelten Parameter auf der Basis von Atemwegs-Durchmesser und Transitzeit auch auf übrigen Abschnitten des Atemtrakts zu extrapolieren, hierfür besteht jedoch keine experimentelle Validierung. MELANDRI et al. (1983) nahmen an, dass die von ihnen beobachtete Deposition überwiegend in den Lungenbläschen stattfand. Sofern dies in der Realität nicht der Fall war, müsste (wie im Abschnitt 5.6.2 dargelegt) sogar ein niedrigerer Korrekturfaktor γ angenommen werden, d.h. der Proportionalitätsfaktor b' (zwischen der Deposition und dem Parameter K) wäre, rein auf die Lungenbläschen bezogen, noch niedriger als hier angenommen. Dafür gäbe es dann zwar eine signifikante Ladungs-induzierte Deposition in anderen Atemwegsabschnitten, diese sollte aus medizinischer Sicht aber eine geringere Wirkung haben als eine Deposition in den Lungenbläschen, oder überhaupt als förderlich zu bewerten sein, da die in anderen Abschnitten deponierten Partikel die Lunge nicht mehr erreichen können.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass bereits die theoretischen Erwartungen kaum einen signifikant erhöhten Partikeldepositionen in den Lungenbläschen aufgrund eines durch Ionenwolken in der Umgebung von Hochspannungsleitungen erzeugten Ladungseffekts erwarten lassen. Und die Messungen von MELANDRI et al. (1983) bleiben nochmals deutlich hinter diesen theoretischen Erwartungen zurück. Allerdings fanden diese Messungen nur unter Nutzung eher großer Partikel statt (300, 600 und 1.000 nm) und sind, wie im Abschnitt 5.7 diskutiert, möglicherweise nicht zu kleineren Partikeln extrapolierbar.

5.6.5 Folgestudien zu den Daten von MELANDRI et al. (1983)

YU (1985) führte eigene Auswertungen zu den Messdaten von MELANDRI et al., sowie den Messdaten einer Vorstudie derselben Arbeitsgruppe (TARRONI et al. 1980) durch und schlug eine eigene Gleichung vor. Diese beruht generell auf theoretischen Vorarbeiten desselben Autors (YU 1977; CHAN & YU 1982), welche für zylindrische Abschnitte gelten, die durch die Luft mit der Geschwindigkeit v durchströmt werden. Die Bestimmung des enthaltenen Parameters j_{krit} , aber auch die gewählte Potenz (siehe unten) beruhen aber auf einer Anpassung an die Messdaten von MELANDRI et al. (1983):

$$\eta_{ch,cyl,j} = (j - j_{krit}) \sqrt{\frac{e^2 BL}{\pi \epsilon_0 R^3 v}} = (j - j_{krit}) \sqrt{\frac{e^2 C(d)}{3 \pi^2 \eta \epsilon_0 d R^3}} t_0 \quad (5.6-27)$$

B ist die mechanische Mobilität, sie folgt aus der Stokesschen Gleichung (5.6-2). L und R sind Länge und Radius des zylindrischen Abschnitts des Atemtrakts, t_0 ist die Transitzeit. Gleichung (5.6-27) enthält somit dieselben Parameter (abgesehen vom numerischen Vorfaktor) wie Gleichung (5.6-8) von MELANDRI et al. (1983) oder auch wie Gleichung (5.7-13) von COHEN et al (1995), siehe Abschnitt 5.7.3. Anstelle der in diesen beiden Gleichungen verwendeten Potenz $\frac{1}{3}$ (Kubikwurzel) verwendete YU (1985) aber die Potenz $\frac{1}{2}$ (Quadratwurzel). Da unter der Wurzel das Quadrat der Ladungszahl j steht, ergibt sich somit eine direkte lineare Abhängigkeit von j (während MELANDRI et al. (1983) in einer stringenteren Herleitung eine lineare Abhängigkeit von einem Parameter K erhielten, in welchen die Ladungszahl mit der Potenz $\frac{1}{3}$ eingeht). YU

(1985) wies allerdings darauf hin, dass Gleichung (5.6-27) eine Vereinfachung darstellt; eine rigorosere Betrachtung würde, ähnlich zu Abbildung 5.6-1, eine Kurve ergeben, welche bei einer Ladungszahl Null beginnt, danach zunächst langsam ansteigt, und schließlich gegen die von Gleichung (5.6-27) beschriebene Gerade konvergiert.

Abbildung 5.6-3 stellt (wie bereits Abbildung 5.6-1) die Messwerte von MELANDRI et al. (1983) dar, diesmal allerdings als Funktion der Partikel-Ladungszahl j . Zudem sind die folgenden Anpassungen, getrennt für die Partikeldurchmesser 300 nm (rote Karos), 600 nm (grüne Quadrate oder Kreuze) und 1 µm (blaue Dreiecke), dargestellt:

- durchgezogene Linien: Anpassung mit der von YU (1985) hergeleiteten Gleichung (5.6-27).
- gestrichelte Linien: Anpassung mit der von MELANDRI et al. (1983) hergeleiteten Gleichung (5.6-20).

Ebenfalls dargestellt sind die Messwerte von HEYDER et al. (1978); hier wurde mit 600-nm-Partikeln gearbeitet (dunkelgrüne volle Kreise), die Messungen erfolgten allerdings bei verschiedenen Atemzyklus-Längen (2, 4 und 8 Sekunden, siehe Tabelle 5.5-1 im Abschnitt 5.5.1). Jeweils der niedrigste Messwert für jede Ladungszahl entstand bei einer Länge von 2 Sekunden, diese Länge wurde während der Messungen von MELANDRI et al. (1983) genutzt und die in Abbildung 5.6-3 dargestellten Anpassungen beziehen sich darauf. Vor allem für die Ladungszahl 55 stimmt dieser Wert sehr gut mit den Messungen von MELANDRI et al. (1983) und auch den zugehörigen Anpassungen überein.

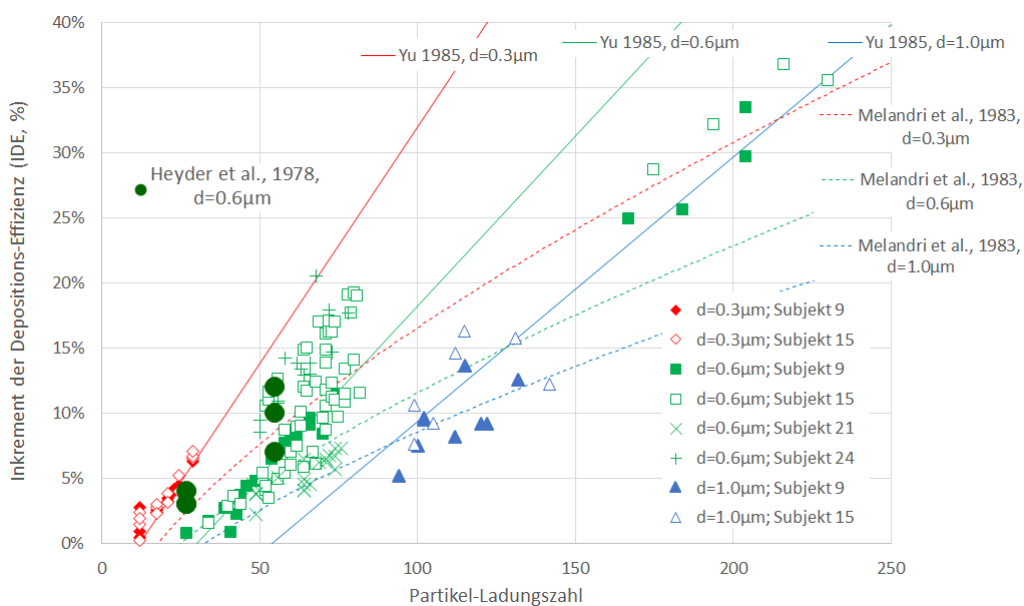


Abbildung 5.6-3: Wie Abbildung 5.6-1, Inkrement der Depositions-Effizienz als Funktion der Partikel-Ladungszahl j .

In Abbildung 5.6-3 wurde die von YU (1985) bevorzugte Darstellung der Messwerte als Inkrement der Depositions-Effizienz $IDE = DD / (1 - DE_0)$ genutzt, mit DD der in Abbildung 5.6-1 dargestellten Differentiellen Deposition (DD) und DE_0 der Deposition ungeladener Partikel, gemessen bei der Referenzmessung im selben Mess-Paar. DD selbst ist die Anzahl der aufgrund der Ladungswirkung zusätzlich deponierten Partikel N_{ch} relativ zu allen eingeatmeten Partikeln, das Inkrement der Depositions-Effizienz IDE hingegen ist N_{ch} relativ zu all jenen eingeatmeten Partikeln, welche nicht durch einen anderen Mechanismus deponiert wurden und somit bei der Referenzmessung mit neutralen Partikeln wieder ausgeatmet wurden. Während DD somit den durch die Ladung bewirkten Zusatzeffekt beschreibt, sollte IDE der Depositionseffizienz nahekommen, welche dann auftreten würde, wenn ausschließlich der Ladungseffekt zur Deposition führt. Für kleine DE_0 (siehe Tabelle 5.6-1) unterscheiden sich beide Werte allerdings kaum.

MELANDRI et al. (1983) nutzten Gleichung (5.6-20) zur Anpassung an die Messwerte; wie in Abschnitt 5.6.1 dargestellt, ergab sich dabei eine gemeinsame Linearanpassung für die Messwerte aller drei Partikelgrößen an einen Parameters K (siehe Abbildung 5.6-1). Diese Linearanpassung ergab einen Anstieg und einen Offset, beide wurden als universal (d.h. für alle Partikelgrößen gültig) angenommen. Aus dem universalen Offset ergaben sich für jede Partikelgröße individuelle kritische Ladungszahlen j_{krit} . YU (1985) hingegen

nutzte Gleichung (5.6-27), welche eine lineare Abhängigkeit der Deposition von der Ladungszahl j erwartet. YU (1985) nahm dabei an, dass der Anstieg identisch mit dem theoretisch erwarteten Anstieg für einen realistischen Lungenbläschen-Radius R von 150 μm ist (d.h. YU (1985) nahm an, dass die eingeatmete Luft zu praktisch 100% die Lungenbläschen erreicht). Die Berechnung des Anstiegs und die Linearanpassung wurden für die Werte jeder Partikelgröße individuell vorgenommen, die Anpassung ergab den zum Anstieg passenden Offset und somit die passende kritische Ladungszahl j_{krit} für jede Partikelgröße. Dies erklärt, warum für 300-nm-Partikel die Anpassung mit Gleichung (5.6-27) von YU (1985) sehr gut mit den Messwerten übereinstimmt, während die Anpassung nach Gleichung (5.6-20) von MELANDRI et al. (1983) horizontal zu höheren Ladungszahlen verschoben scheint (eine individuelle Anpassung nur unter Nutzung der Werte für die 300-nm-Partikel hätte auch bei der Anpassung nach Gleichung (5.6-20) eine bessere Übereinstimmung geliefert). Beide Anpassungen liefern mathematisch positive Werte für Ladungszahlen j größer als die kritische Ladungszahl j_{krit} . Bei der Anpassung mit Gleichung (5.6-27) ergab sich j_{krit} von 12, 30 und 54, bei der Anpassung mit Gleichung (5.6-20) von 13, 21 und 28 jeweils für 300-nm-, 600-nm- und 1- μm -Partikel.

Die beiden Anpassungen driften erst für Ladungszahlen auseinander, welche deutlich über den erforderlichen Mindest-Ladungszahlen liegen. Um eine Entscheidung zu treffen, welche der beiden Anpassungen besser mit den Messwerten übereinstimmt, wären also Messwerte bei sehr hohen Ladungszahlen erforderlich. Für die Messungen mit 600-nm-Partikeln liegen einige Werte für Ladungszahlen über 150 vor (die von YU (1985) bei der Anpassung nicht berücksichtigt wurden). Diese liegen etwa zwischen beiden Anpassungskurven.

MAJID et al. (2012) führten Modellrechnungen zu den Messergebnissen von MELANDRI et al. (1983) durch (diese wurden auch im Abschnitt 5.4.3 diskutiert). Dabei nahmen sie an, dass sowohl die Gleichung (5.6-27) von YU (1985) also auch die Gleichung (5.6-8) von MELANDRI et al. (1983) die Depositionswahrscheinlichkeit in jeder Generation des Atemtrakts korrekt beschreiben, erstere Gleichung sollte dabei in den Generationen der Tracheo-Bronchialregion gelten (TB, entspricht den Regionen BB₁ und bb₂ des ICRP-Modells zusammen), letztere in den Generationen der Alveolär-Interstitielle Region (AI). Die freien Parameter beider Gleichungen beruhen wie oben dargestellt auf einer Anpassung an die Messdaten von MELANDRI et al. (1983) unter Einsetzen der typischen Transitzeiten und Innenradien für Lungenbläschen (denn MELANDRI et al. (1983) nahmen an, dass die Deposition praktisch nur hier stattfindet). Sofern in der Realität ein Teil der von MELANDRI et al. (1983) gemessenen Deposition in anderen Atemwegs-Generationen stattfand, wurde bei der Festlegung der Parameter beider Gleichungen also von zu hohen Werten für die Deposition speziell in den Lungenbläschen ausgegangen, und das Modell von MAJID et al. (2012) sollte somit in jeder einzelnen Generation die tatsächliche Depositionswahrscheinlichkeit überschätzen. In den oberen Atemwegen wurde bei den verwendeten Partikel-Ladungszahlen keine signifikante Ladungs-induzierte Deposition erwartet, d.h. das Modell MAJID et al. (2012) nahm an, dass die Deposition erst in der TB-Region einsetzte.

Abbildung 5.6-4 zeigt erneut (wie bereits Abbildung 5.6-1 und Abbildung 5.6-3) die Messwerte von MELANDRI et al. (1983), diesmal als Verhältnis der Depositions-Effizienzen DE und DE_0 dargestellt (d.h. der Deposition geladener und ungeladener Partikel im selben Mess-Paar). Zudem erfolgte ein Vergleich mit den Ergebnissen des Modells von MAJID et al. (2012) für die drei betrachteten Partikeldurchmesser 300 nm (rot), 600 nm (grün) und 1 μm (blau), einmal für den kompletten Atemtrakt, getrennt nach Sitzen (gestrichelte Linien) und Leichter Aktivität (Strich-Punkt-Linien), und einmal nur für die Alveolär-Interstitielle Region (AI, durchgezogene Linien); hier erfolgte die Modellrechnung für verschiedene Atemvolumina (siehe unten), die sich ergebenden Unterschiede waren jedoch sehr gering, in Abbildung 5.6-4 wurden nur die Mittelwerte dargestellt. „Kompletter Atemtrakt“ betrifft den im Modell von MAJID et al. (2012) betrachteten Abschnitt von Generation 1 (den Bronchien nach der Luftröhre) bis zu den Lungenbläschen; die oberen Atemwegen und die Luftröhre sind nicht enthalten, der Beitrag dieser Abschnitte zur Gesamt-Deposition wurde aber als sehr gering erwartet.

Für den kompletten Atemweg ergab das Modell von MAJID et al. (2012), dass die Deposition nach Überschreiten der kritischen Ladungszahlen zunächst schnell ansteigen sollte. Ab etwa dem doppelten

Wert der kritischen Ladungszahl für den jeweiligen Partikeldurchmesser verlangsamt sich der Anstieg (in der in Abbildung 5.6-4 gewählten Darstellung als Verhältnis DE/DE_0) jedoch deutlich. Die Modellrechnung wurde für männliche Erwachsene durchgeführt, einmal wurde Sitzen und einmal eine leichte Aktivität angenommen (unter Nutzung der entsprechenden Parameter des ICRP-Modells). In ersterem Fall (Sitzen) ergaben sich bei jeweils gleichen Ladungszahlen etwas höhere Depositionen, offenbar spielt somit die Aufenthaltszeit der Luft in den Atemwegen die entscheidende Rolle.

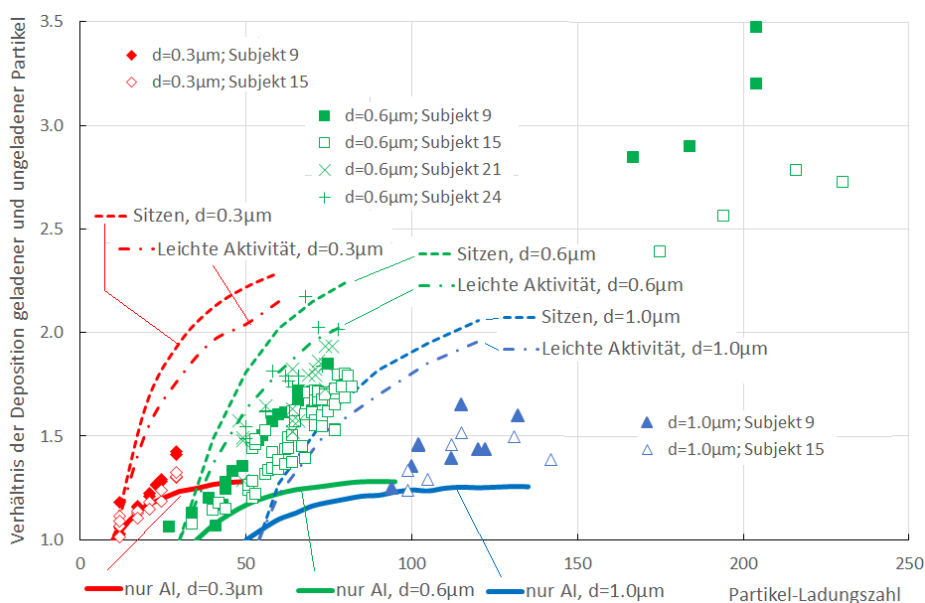


Abbildung 5.6-4: Wie Abbildung 5.6-1 und Abbildung 5.6-3, Verhältnis DE/DE_0 als Funktion der Partikel-Ladungszahl j. Vergleich mit den Ergebnissen des Modells von MAJID et al. (2012).

Im vom Modell von MAJID et al. (2012) berücksichtigten Ladungszahl-Bereich lagen praktisch fast alle gemessenen Verhältnisse DE/DE_0 unter den Modellerwartungen für dieselbe Ladungszahl, und auch der initiale Anstieg der gemessenen Verhältnisse mit wachsender Ladungszahl verlief langsamer als im Modell erwartet. Bei Ladungszahlengrößen größer als 150 ergaben sich aus den Messwerten durchaus hohe Verhältnisse von bis zu 3,5 (Experimente bei derart hohen Ladungszahlen erfolgten nur mit 600-nm-Partikeln), das Modell deckte diesen Bereich jedoch nicht ab.

Bei einer separaten Betrachtung nur der Alveolär-Interstitiellen Region (AI), zu welcher die Lungenbläschen gehören, scheint das Verhältnis der Deposition geladener und ungeladener Partikel mit wachsender Ladungszahl überhaupt nur bis zu einem Maximalwert anzusteigen. Dieser Maximalwert hing im hier betrachteten Bereich praktisch nicht von der Partikelgröße ab. Es bestand lediglich eine leichte Abhängigkeit vom Atemvolumen (in Abbildung 5.6-4 nicht dargestellt, da zu gering): Bei Atemvolumina von 500, 750 und 1.000 Millilitern und den hier bei allen Rechnungen angenommenen 15 Atemzügen pro Minute ergaben sich maximale Verhältnisse von etwa 1,2, 1,25 und 1,3 (zum Vergleich: die Atemvolumina männlicher Erwachsener liegen bei etwa 625 Millilitern im Schlaf, 750 Millilitern im Sitzen und 1.250 Millilitern bei leichter Aktivität, siehe Tabelle 8.2-6 im Anhang 8.2.2.). D.h. je größer das Volumen der gefüllten Lungenbläschen zwischen Ein- und Ausatmen ist, und je größer damit das komplette Atemvolumen ist, umso geringer ist der Faktor, um welchen sich die Deposition beim Einatmen geladener anstelle von ungeladener Partikel erhöht (die Abhängigkeit ist jedoch gering). Die Bronchien und Bronchiolen hingegen ändern ihr Volumen während des Atemvorgangs kaum, in dem Bereich ist damit eher die Transitzeit der Luft welche im Sitzen höher ist als bei leichter Tätigkeit) der entscheidende Parameter, deshalb erwartete das Modell im Sitzen einen etwas höheren Ladungsbeitrag.

In den Messdaten von MELANDRI et al. (1983) werden Verhältnisse der Deposition geladener zur Deposition ungeladener Partikel von 1,3 auch bei niedrigen Ladungszahlen deutlich überschritten. Sofern das Modell von MAJID et al. (2012) realistische Ergebnisse lieferte, würde dies bedeuten, dass der größte Teil der Deposition bei höheren Ladungszahlen nicht, wie von MELANDRI et al. (1983) angenommen, in den Lungenbläschen stattfand, sondern bereits in darüberliegenden Generationen der Atemwege (denn diese Begrenzung gilt laut dem Modell von MAJID et al. (2012) nur für die Alveolär-Interstitielle Region, nicht für

den Atemtrakt insgesamt). Im Abschnitt 5.4.3 (hier speziell Abbildung 5.4-2) wird dieser Punkt detaillierter betrachtet.

Der Befund von MELANDRI et al. (1983), dass eine zusätzliche Ladungs-induzierte Deposition erst bei hohen Ladungszahlen einsetzt, wird qualitativ auch durch Tierversuche gestützt: JONES et al. (1988) setzten Ratten über eine gewisse Periode sphärischem Mineralstaub im Größenbereich 1-10 µm aus. Die bei Erzeugung des Mineralstaubs entstandenen Ladungszahlen lagen etwa 1-2 Größenordnungen über den Erwartungen des Ladungsgleichgewichts (bis zu 300 Ladungen pro Partikel wurden im Bereich der größten Partikel im Mittel gemessen). Bei einem Teil der Ratten wurde der Staub zuvor entladen. JONES et al. (1988) seziierten die Ratten anschließend und fanden keine signifikanten Unterschiede in der vorgefundenen Deposition (bei Asbestfasern ergab sich hingegen im Extremfall eine doppelt so hohe Deposition geladener Fasern, im Vergleich zu ungeladenen Fasern, siehe Abschnitt 5.2.3).

5.7 COHEN et al. (1995): Luftröhren-Simulation

5.7.1 Theorie und Ergebnisse

COHEN et al. (1995) entwickelten eine Theorie, welche die Ablagerung von Partikeln an den Wänden der Luftröhre durch Diffusion einerseits und Ladung andererseits beschreibt, und überprüften die Theorie experimentell, wobei die Luftröhre hier durch elektrisch leitfähige Kupferröhren simuliert wurde. Motiviert wurde diese Arbeit in erster Linie durch die Frage nach der Depositionswahrscheinlichkeit von Partikeln, an welche sich radioaktive Radon-Folgeprodukte anlagerten. Die große Mehrzahl derartiger Partikel haben einen Durchmesser <200 nm, und weisen im Vergleich zu „normalen“ Partikeln derselben Größe überproportional häufig eine einfach positive Ladung auf (siehe Abschnitt 5.2.4). COHEN et al. (1995) validierten ihre theoretischen Herleitungen deshalb auch nur mittels einfach geladener Partikel. Auch im Umfeld von Hochspannungsleitungen wären in diesem Partikel-Größenbereich entsprechend der im Abschnitt 3.2.3 vorgestellten Ergebnisse nur einfache Ladungen (beider Polaritäten) von Relevanz, so dass die Ergebnisse übertragbar sind.

Im betrachteten Partikel-Größenbereich ist nur die thermodynamische Deposition, d.h. die Deposition durch Diffusion der Partikel zur Wand des Atemtrakts, relevant (siehe Abschnitt 8.2.1). COHEN et al. (1995) nahmen an, dass die entsprechende Depositionseffizienz direkt vom Verhältnis Δ_{diff} abhängt; dieses ist das Verhältnis zwischen der mittleren Aufenthaltszeit t_0 eines Partikels in einer Röhre mit Länge L und Radius R , sowie der mittleren Diffusionszeit t_{diff} in diesem Abschnitt (d.h. der Zeit, welche ein Partikel im Mittel benötigen würde, um zur Wand zu diffundieren):

$$\Delta_{diff} = \frac{t_0}{t_{diff}} = \frac{\frac{1}{J}\pi R^2 L}{\frac{1}{D}(2R)^2} = \frac{\pi L D}{4J} = \frac{D t_0}{4R^2} \quad (5.7-1)$$

Hierbei ist J die Flussrate im betreffenden Atemwegsabschnitt (speziell in der Luftröhre entspricht J dem kompletten Atemluftstrom) und D der Diffusionskoeffizient. D hat die Dimension des Quadrats der Entfernung, welche innerhalb einer bestimmten Zeit durch ein diffundierendes Partikel im Mittel zurückgelegt wird, dividiert durch ebenjene Zeit. D kann direkt aus dem Partikeldurchmesser abgeleitet werden (siehe Abschnitt 8.2.3), d.h. bei Experimenten mit bekanntem Partikeldurchmesser ist das Verhältnis Δ_{diff} bekannt: Je größer d , umso kleiner D und damit Δ_{diff} . Im Fall der von COHEN et al. (1995) zitierten Experimente mit Ultrafeinen Partikeln (UFP, Durchmesser kleiner als 200 nm) lag Δ_{diff} im Bereich 10^{-9} - 10^{-4} , d.h. die Aufenthaltszeit in der Luftröhre ist vernachlässigbar kurz im Vergleich zu der Zeit, welche die Luft in der Luftröhre verweilen müsste, damit ein Großteil der eingeatmeten Partikel tatsächlich bis zur Wand diffundieren könnte. Entsprechend spielt die Luftröhre nur eine untergeordnete Rolle als Partikelfilter.

η_{th} sei die thermodynamische Depositionswahrscheinlichkeit, d.h. der Anteil Partikel, welche durch Diffusion die Wand erreichen und dort deponiert werden (relativ zu allen Partikeln derselben Größe im Luftstrom). Die Autoren ermittelten in früheren Studien mit neutralisierten, d.h. sich im Ladungsgleichgewicht befindlichen Partikeln zwischen 40 und 200 nm, dass $\eta_{th,eq}$ (der Index eq steht für das

Ladungsgleichgewicht) im Rahmen der Genauigkeit praktisch ausschließlich von Δ_{diff} abhängt; empirisch ergab sich die Beziehung

$$\eta_{th,eq} = 2,97 \Delta_{diff}^{0,568} = 2,97 \left(\frac{Dt_0}{4R^2} \right)^{0,568} \quad (5.7-2)$$

Die Depositionswahrscheinlichkeit $\eta_{th,eq}$ steigt mit wachsendem Δ_{diff} und sinkt somit mit wachsendem Partikeldurchmesser.

COHEN et al. (1995) benutzten den Ausdruck „thermodynamische Deposition“ nicht, sie nannten die Größe η_d . Die Bezeichnung „thermodynamische Deposition“ und das Symbol $\eta_{th,eq}$ soll hier jedoch zwecks Konsistenz mit dem ICRP-Modell genutzt werden: Die Ergebnisse der Experimente, auf welchen Gleichung (5.7-2) und damit $\eta_{th,eq}$ beruht, flossen in die Erstellung des ICRP-Modells und der dort erwarteten thermodynamischen Deposition mit ein. Zur Überprüfung kann umgekehrt aus den ICRP-Modellwerten für $\eta_{th,eq}$ mittels Gleichung (5.7-2) für jeden einzelnen Atemwegs-Sektor ein äquivalenter Röhrendurchmesser bzw. Röhrenradius berechnet werden. Da die im ICRP-Modell verwendeten Gleichungen etwas komplexer sind als Gleichung (5.7-2), hängen die sich ergebenden Äquivalenz-Röhrendurchmesser geringfügig vom Partikeldurchmesser sowie von den genauen Parametern der ICRP-Modellrechnung ab; die folgenden Röhrendurchmesser ergeben sich für den Bereich 10-100 nm unter Annahme eines männlichen Normalatmers bei leichter Aktivität:

- BB₁: Gleichung (5.7-2) würde dieselben Werte für $\eta_{th,eq}$ liefern wie das ICRP-Modell, wenn der Äquivalenzdurchmesser etwa 2,8-3,3 mm betragen würde. Tatsächlich verjüngt sich der Durchmesser im Verlauf des Abschnitts BB₁ laut ICRP-Modell von 1,65 cm (Luftröhre) auf 1,65 mm (9. Verzweigung; hier beträgt der Durchmesser nur noch etwa einen Zehntel des Durchmessers der Luftröhre).
- bb₂: Der Äquivalenzdurchmesser beträgt 0,5-0,6 mm, der tatsächliche Durchmesser beträgt zwischen 1,65 mm an der 9. und 0,5 mm an der 16. Verzweigung.
- Al: Der Äquivalenzdurchmesser beträgt 0,3-0,7 mm. Der Abschnitt Al beginnt an der 16. Verzweigung und reicht bis zu den Lungenbläschen, welche bei Erwachsenen im gefüllten Zustand einen Durchmesser von etwa 0,3 mm haben.

Diese Äquivalenzdurchmesser sind also durchaus stimmig (denn die Deposition in einem Abschnitt des Atemtrakts sollte vor allem durch die Deposition an der engsten Stelle bestimmt werden), d.h. es ist berechtigt, die Ergebnisse von Gleichung (5.7-2) mit der thermodynamischen Depositionseffizienz $\eta_{th,eq}$ gleichzusetzen. Gleichung (5.7-2) wurde aus Experimenten mit neutralisierten, sich im Boltzmann-Ladungsgleichgewicht befindlichen, Partikeln gewonnen, d.h. zumindest bei den größeren Partikeln befand sich ein signifikanter Anteil im geladenen Zustand. Das bedeutet dann allerdings, dass ein eventueller Ladungseffekt auch zu den Werten des ICRP-Modells beiträgt, auch wenn in der Beschreibung des Modells auf diesen Punkt nicht eingegangen wird.

$\eta_{ch,j}$ sei der Anteil Partikel mit Ladungszahl j , welche durch elektrostatische Anziehung die Wand erreichen (ch steht für Ladung = *charge*). Hierfür lässt sich theoretisch eine Beziehung ableiten. Der wesentliche Parameter ist hier das dimensionslose Verhältnis $\Delta_{ch,j}$:

$$\Delta_{ch,j} = \frac{j^2 e^2 Dt_0}{4\pi\epsilon_0 kTR^3} \quad (5.7-3)$$

mit e der Elementarladung ($1,602 \cdot 10^{-19}$ As), ϵ_0 der elektrischen Feldkonstante ($8,854 \cdot 10^{-12}$ AsV⁻¹m⁻¹) und t_0 der Zeit, in welcher sich das Partikel im betreffenden Abschnitt des Atemwegs aufhält. Δ_{ch} kann somit genau wie Δ_{diff} ebenfalls aus bekannten Größen berechnet werden. Es lässt sich interpretieren als das Verhältnis der elektrostatischen Anziehungskraft, welche zwischen dem Partikel und einer in der Wand des Atemtrakts induzierten Spiegelladung wirkt, zum Strömungswiderstand, welcher die Bewegung des Partikels zur Wand hemmt. Auch hier wurde, wie in den in Abschnitt 5.6.1 vorgestellten theoretischen Herleitungen von MELANDRI et al. (1983), eine laminare Bewegung in Luft angenommen. Mit wachsendem Partikelradius nimmt der Diffusionskoeffizient D ab, und $\Delta_{ch,j}$ nimmt somit genau wie Δ_{diff} ebenfalls ab.

Der allgemeine Zusammenhang zwischen $\eta_{ch,j}$ und $\Delta_{ch,j}$ ist eher komplex. Für $\Delta_{ch,j} \ll 1$ (d.h. der dem Partikel entgegenwirkende Widerstand ist sehr hoch, im Verhältnis zur anziehenden Kraft, was bei den hier behandelten eher kleinen und einfach geladenen Partikeln angenommen werden kann) ergibt sich jedoch die einfache Beziehung

$$\eta_{ch,j} = \gamma (6\Delta_{ch})^{\frac{1}{3}} = \gamma \left(\frac{3j^2 e^2 D t_0}{2\pi \epsilon_0 kT} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{1}{R} \quad (5.7-4)$$

Analog zum Vorgehen in Abschnitt 5.6.1 soll auch hier der zusätzlich eingefügte Faktor γ für das Verhältnis zwischen den tatsächlichen und den theoretisch erwarteten Werten für η_{ch} stehen. Die Annahme $\Delta_{ch} \ll 1$ ist hier in jedem Fall erfüllt: Unter Nutzung der typischen Abmessungen der Luftröhre (etwa 10-11 cm lang, mit einem Durchmesser von 1,5-2 cm) und typischen Flussmengen (das ICRP-Modell schlägt zum Beispiel 250 mLs^{-1} für eine schlafende männliche Person vor, siehe Tabelle 8.2-6 im Abschnitt 8.2.2, d.h. die Luft passiert die Luftröhre in etwa 0,13 s) ergibt sich für einfach geladene Partikel mit Durchmesser von 1 nm ein Wert der Größenordnung 10^{-8} . Mit wachsendem Partikeldurchmesser und damit sinkendem Diffusionskoeffizient, oder auch mit höherer Atemfrequenz und damit kürzerer Aufenthaltszeit, fällt der Wert entsprechend weiter um Größenordnungen ab.

Als Verhältnis $\eta_{ch,j}/\eta_{th,eq}$ ergibt sich:

$$\frac{\eta_{ch,j}}{\eta_{th,eq}} = 0,613 \gamma \frac{\Delta_{ch}^{0,333}}{\Delta_{diff}^{0,568}} = 0,613 \gamma \left(\frac{4}{Dt_0} \right)^{0,235} \left(\frac{j^2 e^2}{\pi \epsilon_0 kT} \right)^{0,333} R^{0,136} \quad (5.7-5)$$

Die relative Bedeutung der Ladungs-Deposition nimmt somit mit wachsendem Partikeldurchmesser und damit sinkendem Diffusionskoeffizient D zu: für einfach geladene 1-nm-Partikel beträgt das Verhältnis $\eta_{ch}/\eta_{th,eq}$ bei typischen Abmessungen und Transitzeiten der Luftröhre etwa ein Zehntel, für 10 nm etwa ein Drittel, für 100 nm etwa 1 usw. Wenn der Partikeldurchmesser noch weiter anwächst, nimmt das Verhältnis noch mehr zu. Allerdings nehmen $\eta_{th,eq}$ und η_{ch} für sich betrachtet mit wachsendem Partikeldurchmesser ab. $\eta_{th,eq}$ ist deshalb spätestens oberhalb von 300 nm komplett gegenüber der aerodynamischen Deposition, deren Bedeutung mit wachsenden Partikeldurchmesser zunimmt, vernachlässigbar. η_{ch} gilt für einfach geladene Partikel, oberhalb von 100 nm werden jedoch selbst im Ladungsgleichgewicht auch mehrfach beladene Partikel relevant, d.h. bei genügend hoher Ladungszahl ist die Ladungs-induzierte Deposition im Bereich der aerodynamischen Deposition trotzdem relevant. Es gelten die theoretischen Überlegungen und experimentellen Ergebnisse von MELANDRI et al. (1983), welche allerdings eine zu Gleichung (5.7-4) ähnliche Gleichung für $\eta_{ch,j}$ ergaben, siehe Abschnitt 5.7.3 für einen Direktvergleich (Anm.: In den in Abbildung 5.7-5 und Abbildung 5.7-6 im Abschnitt 5.7.4. dargestellten Extrem-Abschätzungen wurde angenommen, dass die Partikelladung nur die thermodynamische Deposition beeinflusst. Ein signifikanter Einfluss der Ladung auf die Gesamt-Deposition ergab sich hier noch bis zu einem Partikel-Durchmesser von etwa 1 μm . Hier spielen allerdings ebenfalls Mehrfachbelastungen eine Rolle, zudem beruhten die Abschätzungen auf anderen Gleichungen).

COHEN et al. (1995) berechneten konkret ein Verhältnis $\eta_{ch,j}/\eta_{th}$ von etwa 0,23 für einfach geladene Partikel mit Durchmesser von 10 nm, aber 0,71 für Durchmesser von 100 nm (Anm.: Die Autoren gaben das reziproke Verhältnis $\eta_{th}/\eta_{ch,j}$ an, d.h. Werte von 4,4 und 1,4. Die genauen Werte hängen von den Abmessungen menschlicher Luftröhren und sowie von der genauen Atemflussmenge ab, die angegebenen Werte sind deshalb größenordnungsmäßig zu verstehen). Die zugehörigen Werte für $\eta_{ch,j}$ und $\eta_{th,eq}$ liegen bei etwa 0,1% und 0,3% für 10 nm und 0,022% und 0,025% für 100 nm, d.h. die Deposition in der Luftröhre wäre damit insgesamt sehr gering.

COHEN et al. (1995) überprüften die Theorie experimentell unter Nutzung von monodispersen NaCl-Partikeln mit Durchmessern von 15,5-95 nm, sowie unter Nutzung von elektrisch leitfähigen Kupferröhren zur Simulation der leitfähigen inneren Oberfläche der Luftröhre. Die Kupferröhren hatten einen Innendurchmesser von 1,9 cm und Längen von 10, 23 und 30 cm. Die monodispersen Partikel wurden in einfach geladener Form erzeugt (unmittelbar nach der Erzeugung in einem Vernebler wurden die Partikel durch eine Impaktor geleitet, welchen nur Partikel in einem engen Größen- und Mobilitätsbereich

passieren können), und in einen Luftstrom mit leicht variierenden Flussraten eingebracht. Die Flussraten betrugen dabei konkret $4,6 \pm 0,4$ Liter/min und lagen damit deutlich unter den realistischen Atemflussraten: das ICRP-Modell nimmt für männliche Erwachsene 15, 18, 50 und 100 Liter/min in den Aktivitätsmodi Schlaf, Sitzen, leichte und schwere Tätigkeit an. Der mit Partikeln angereicherte Luftstrom wurde für je etwa 30 Sekunden alternierend entweder durch die Kupferröhren oder an den Röhren vorbei geleitet. In ersterem Fall findet Deposition in den Röhren statt, die verbleibende Partikelkonzentration beträgt C , in letzterem Fall bleibt die ursprüngliche Konzentration C_0 erhalten. Die totale Deposition η entspricht dem Verhältnis $(C_0 - C)/C_0$ (falls auch auf dem Alternativweg eine signifikante Deposition stattfindet, d.h. der gemessene Wert für C_0 ist kleiner als der tatsächliche, würde dies die Deposition in der Kupferröhre unterschätzen).

Zur Messung von C bzw. C_0 wurde der Luftstrom wiederum geteilt, um parallel zueinander zwei verschiedene Messmethoden (FC und CPC) einzusetzen. Es ergaben sich insgesamt drei Datensätze, welche in Abbildung 5.7-1 dargestellt wurden:

- FC: Messungen mit Faraday-Becher (*Faraday Cup*, FC).
- CPC: Messungen mit Kondensations-Partikelzähler (*condensation particle counter*, CPC).
- CPC DEI: Ebenfalls CPC-Messungen. Hier wurden die (nach ihrer Erzeugung ursprünglich einfach geladenen) Partikel vor dem Einleiten in die Versuchseinrichtung neutralisiert, d.h. in ein Boltzmann-Ladungsgleichgewicht versetzt. Dies geschah durch Vorbeileiten des Luftstroms an einem radioaktiven Element (De-Ionisator, DEI).

Es erfolgte stets alternierend ein Durchgang mit einfach geladenen und mit neutralisierten Partikeln derselben Größe, ersterer Durchgang lieferte die Werte CPC und FC, letzterer die Werte CPC DEI; bei Durchgängen mit neutralisierten Partikeln erfolgten keine parallelen Messungen mit Faraday-Bechern, denn diese sind nur für geladene Partikel sensitiv.

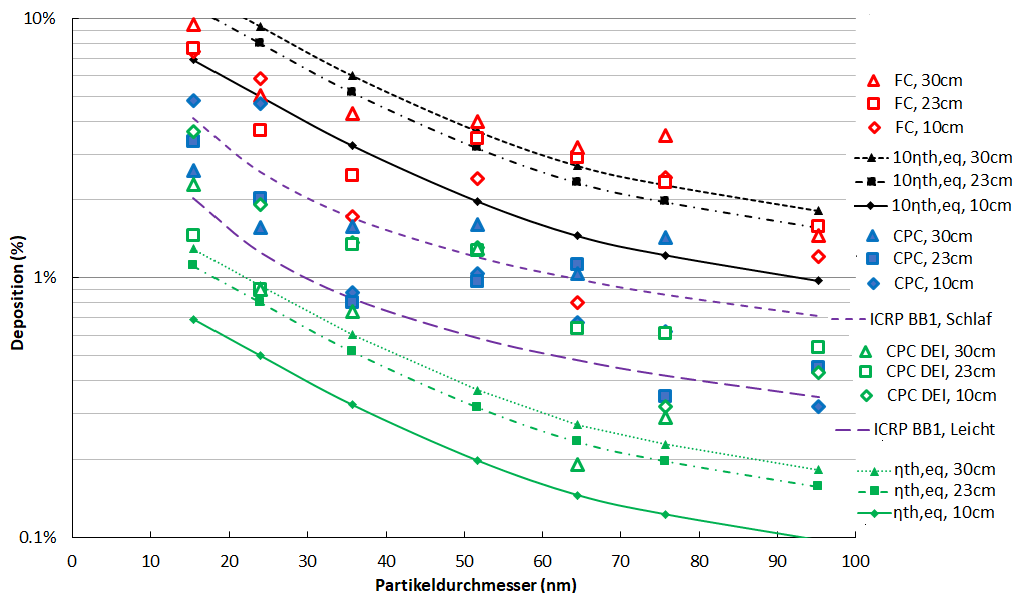


Abbildung 5.7-1: COHEN et al. (1995): Gemessene Depositionsraten als Funktion des Partikeldurchmessers, für die Messreihen FC, CPC und CPC DEI und für 3 verschiedene Röhrenlängen (10, 23 und 30 cm). Dazu verschiedene Erwartungswerte, siehe Text.

Abbildung 5.7-1 zeigt die folgenden Messwerte und theoretischen Erwartungswerte:

- Die von COHEN et al. (1995) gemessenen Depositionsraten als Funktion des Partikeldurchmessers, für die Messreihen FC (offene rote Symbole), CPC (volle blaue Symbole) und CPC DEI (offene grüne Symbole) jeweils für die 3 verwendeten Röhrenlängen 10 cm (Karus), 23 cm (Quadrate) und 30 cm (Dreiecke).
- die sich aus Gleichung (5.7-2) ergebenden Erwartungswerte der Deposition $\eta_{th,eq}$ von Partikeln im Ladungsgleichgewicht, jeweils für die 3 verwendeten Röhrenlängen 10 cm (durchgezogene Linie mit

Karos), 23 cm (Strich-Punkt-Linie mit Quadraten) und 30 cm (gestrichelte Linie mit Dreiecken). Je länger die Röhre, umso höher die Transitzeit (denn die Flussgeschwindigkeit variierte kaum), und umso höher die erwartete Deposition bei gleichem Partikeldurchmesser. Die Darstellung erfolgte in grüner Farbe, denn hierbei handelt es sich gleichzeitig um die Erwartungswerte für die Messreihe CPC DEI (hierbei handelte es sich ebenfalls um Partikel im Ladungsgleichgewicht). Diese Erwartungswerte liegen dabei höher als die in realen Luftröhren erwarteten Depositionen: COHEN et al. (1995) arbeiteten mit sehr langsamen Flüssen, es ergaben sich damit lange Transitzeiten von 0,4 bis 1,1 Sekunden. Zum Vergleich: das ICRP-Modell erwartet im Schlaf Transitzeiten von 0,2 Sekunden für die komplette Region BB₁, bei leichter Aktivität sind es sogar nur 0,07 Sekunden.

- dieselben Erwartungswerte der Deposition $\eta_{th,eq}$, multipliziert mit dem Faktor 10 (schwarz, ansonsten identische Darstellung).
- die Erwartungswerte des ICRP-Modells für die Depositionseffizienz in der kompletten Region BB₁ (zu welcher die Luftröhre gehört) für die Aktivitätsprofile Schlaf und Leichte Aktivität (violette gestrichelte Linien). Im Schlaf ergeben sich längere Transitzeiten und somit höhere Depositionen. Obwohl COHEN et al. (1995) wie oben erwähnt mit sehr langsamen Flüssen arbeiteten, liegen die Erwartungswerte des ICRP-Modells (berechnet für reale Flüsse) deutlich über den Erwartungswerten für $\eta_{th,eq}$ in den Röhren-Experimenten: Die Luftröhre, welche hier durch Modellröhren simuliert wurde, stellt nur den Eingangsbereich der Region BB₁ dar, der Hauptteil der Deposition in dieser Region findet in den daran anschließenden wesentlich engeren Bronchien statt (an der 9. Verzweigung, dem unteren Ende der Region BB₁, beträgt der Durchmesser nur noch etwa einen Zehntel des Durchmessers der Luftröhre). Dies sollte den Erwartungen zufolge die geringen Flussgeschwindigkeiten mehr als ausgleichen.

Die meisten Messwerte der Reihe CPC DEI lagen etwa um den Faktor 2-5 über den Erwartungswerten $\eta_{th,eq}$. Die Messwerte bestätigten zudem kaum die theoretische Erwartung, dass die Deposition umso höher sein sollte, je länger die Röhre ist; diese Abhängigkeit ist offenbar von einer erheblichen Wertestreuung überlagert. auch bei den weiteren Analysen wird sich zeigen, dass diese Streuung das Treffen genauer quantitativer Aussagen zur Deposition schwierig bis unmöglich macht. Möglich wäre, dass die Deposition sich vor allem am Beginn der Röhre abspielt, und somit (oberhalb einer gewissen Mindestlänge) praktisch kaum noch von der genauen Länge abhängt, aber auch in dem Fall käme eine Streuung der Werte hinzu. Die Messwerte der Reihe CPC lagen höher, und die Messwerte der Reihe FC sogar erheblich höher als die Messwerte der Reihe CPC DEI, dies sollte auf die Ladungs-induzierte Deposition zurückzuführen sein. Die erheblichen Unterschiede zwischen den Ergebnissen für die Messreihen FC und CPC weisen allerdings auf methodologische Probleme hin, wie weiter unten dargelegt wird.

Abbildung 5.7-2 zeigt wie Abbildung 5.7-1 ebenfalls die ermittelten totalen Depositionsraten, diesmal aufgetragen als Funktion des Produkts Dt_0 mit D dem Diffusionskoeffizient und t_0 der Transitzeit. Hier wurden zusätzlich die folgenden Verläufe dargestellt:

- Fit FC (rot), CPC (blau) und CPC DEI (grün), fette durchgezogene Linien: Anpassung an $(Dt_0)^b$. Es ergaben sich Exponenten b von 0,42 (Fit FC), 0,47 (Fit CPC) und 0,46 (Fit CPC DEI), d.h. in allen Fällen etwa 0,4. Für die Messungen CPC DEI wurden zudem individuelle Anpassungen (dünne durchgezogene Linien) unter Nutzung desselben Exponenten 0,46 für alle drei Röhrenlängen 10, 23 und 30 cm dargestellt.
- $a\eta_{th,eq}$, mit $a=1, 2, 5, 10$ und 20 , dünne schwarze gepunktete Linien: $\eta_{th,eq}$ ergibt sich aus Gleichung (5.7-2), welche auf Depositions-Experimenten mit neutralisierten Partikeln beruht und ebenfalls eine Abhängigkeit der Form $(Dt_0)^b$ erwartet, der Exponent $b=0,568$ ist nun aber festgelegt. $a\eta_{th,eq}$ mit $a=1$ stellt somit die Erwartungswerte für den Datensatz CPC DEI dar, hier wurde mit neutralisierten Partikeln experimentiert. Fast alle Messwerte dieses Datensatzes übersteigen allerdings den Erwartungswert (und die Werte der beiden anderen Datensätze ohnehin), deshalb erfolgte zur Orientierung die Darstellung von $a\eta_{th,eq}$ mit verschiedenen Faktoren $a>1$.
- $a\eta_{th,eq}$, mit den folgenden Werten für a : 2,1 (CPC DEI, grün), 3,2 (CPC, blau) und 7,7 (FC, rot), fette gestrichelte Linien. Dies sind jeweils die Faktoren a , für welche sich die besten Anpassungen an $\eta_{th,eq}$ ergibt.

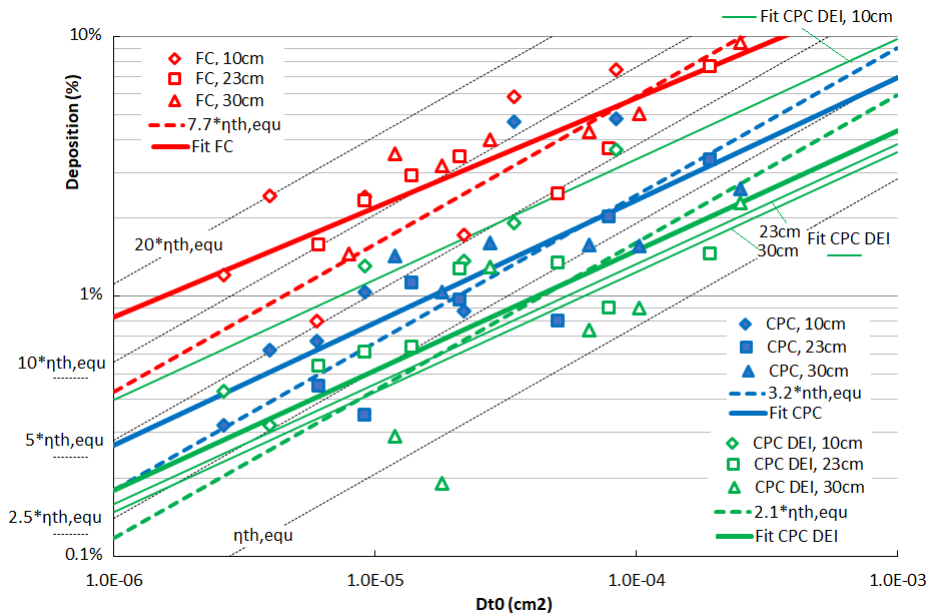


Abbildung 5.7-2: Wie Abbildung 5.7-1, gemessene Depositionsraten als Funktion des Produkts Dt_0 , dazu verschiedene Anpassungen, siehe Text.

Eine Linearanpassung der Werte CPC DEI an $Dt_0^{0,568}$ ergibt somit im Mittel um fast den Faktor 2 höhere Depositionsraten als von Gleichung (5.7-2) erwartet. Für die Messungen CPC und FC ergaben sich nochmals um etwa den Faktor 1,5 bzw. 3 höhere Werte. D.h. ein Ladungs-Einfluss auf die Depositionsrate ist evident, aber auch die sehr hohe Diskrepanz zwischen den Ergebnissen für die Messungen FC einerseits und CPC andererseits wird hier bestätigt.

COHEN et al. (1995) nahmen zur weiteren Auswertung an, dass sich die gemessene totale Deposition η aus zwei Beiträgen zusammensetzt: einer Basislinien-Deposition η_{basis} , welche sowohl für neutrale als auch für geladene Partikel gilt (und bei den hier betrachteten Partikelgrößen praktisch komplett durch die Diffusion der Partikel zur Wand des Atemtrakts verursacht wird) sowie einer zusätzlichen Ladungs-Deposition η_{ch} , welche nur einfach geladene Partikel betrifft (es wurde angenommen, dass mehrfach geladene Partikel nicht vorkommen). COHEN et al. (1995) nahmen an, dass die folgende Beziehung gilt:

$$\eta = \eta_{basis} + p\eta_{ch} - p\eta_{basis}\eta_{ch} \quad (5.7-6)$$

D.h. es wurde angenommen, dass η_{basis} und $p\eta_{ch}$ additiv zueinander sind (außer bei sehr hohen individuellen Werten, bei welchen das Produkt $p\eta_{basis}\eta_{ch}$ relevant wird; dieses verhindert, dass η den Wert 1 übersteigt). p ist der relative Anteil geladener Partikel. Für FC und CPC ist p gleich 1, für CPC DEI (Partikel im Boltzmann-Ladungsgleichgewicht) ist p abhängig vom Partikeldurchmesser und folgt aus Gleichung (3.1-8). COHEN et al. (1995) ermittelten nun η_{basis} mittels Gleichung (5.7-2), d.h. sie nahmen an, dass gilt: $\eta_{basis} = \eta_{th,eq}$. Aus den gemessenen totalen Depositionen η wurde nun die Ladungs-Deposition η_{ch} berechnet. Diese wiederum wurde mit der theoretischen Erwartung laut Gleichung (5.7-4) verglichen, nach welcher η_{ch} linear von $Dt_0^{0,333}$ abhängen sollte. Diese Proportionalität erwies sich im Rahmen der Genauigkeit als durchaus anwendbar, die erhaltenen Proportionalitätsfaktoren lagen jedoch bereits für den Datensatz CPC um einen Faktor 12 über den theoretischen Erwartungen, für CPC DEI lag er bei 20 und für FC sogar bei 33. Nicht nur das erhebliche Übersteigen der theoretisch erwarteten Deposition ist dabei überraschend, sondern auch die Diskrepanz zwischen den drei Datensätzen: man hätte erwartet, dass sich jeweils derselbe Wert für η_{ch} ergibt (unter der Voraussetzung, dass die Nettoladung die Deposition nicht beeinflusst. Sollte diese doch von Bedeutung sein, hätten sich bei der Messung CPC DEI, bei welcher die Nettoladung nahe Null lag, niedrigere Werte ergeben müssen, stattdessen waren sie fast doppelt so hoch wie im Datensatz CPC, bei welchem mit derselben Messmethode gearbeitet wurde). Mögliche Ursachen für die Diskrepanzen werden weiter unten diskutiert.

COHEN et al. (1995) empfehlen, die sich aus ihren Studien ergebenden Faktoren nicht übermäßig zu bewerten, sie betrachten aber in jedem Fall als gesichert, dass sich für geladene Partikel wesentlich höhere Depositionen ergeben als theoretisch erwartet. Der Grund besteht laut den Autoren wahrscheinlich darin, dass der Luftstrom nicht (wie in der Herleitung von Gleichung (5.7-4) angenommen) laminar ist, sondern eher komplexe Flussmuster zeigt, und somit die Partikel den Wänden des Atemtrakts im Mittel mit deutlich höherer Wahrscheinlichkeit näherkommen als bei rein laminarem Fluss erwartet. Hierzu ist anzumerken, dass es nicht Ziel des Experiments war, laminare Flussbedingungen herzustellen, das Ziel bestand vielmehr darin, die Verhältnisse in der Luftröhre realistisch abzubilden. Gleichung (5.7-2), welche die thermodynamische Deposition $\eta_{th,eq}$ neutralisierter Partikel beschreibt (und welche durch COHEN et al. (1995) mit η_{basis} gleichgesetzt wurde), wurde empirisch mittels ebensolcher Röhren-Experimente ermittelt, d.h. falls der Luftstrom bei diesen Experimenten nicht laminar war, ist die Deposition aufgrund der Turbulenzen hier bereits enthalten.

Bei der Messung CPC DEI wurden neutralisierte Partikel betrachtet, d.h. es handelte sich um ein Gemisch aus neutralen und geladenen Partikeln, in welchem die Bruttoladung niedrig ist und die Nettoladung nahe Null liegt. Bei der mit demselben Instrument durchgeführten Messung CPC wurden nur geladene Partikel genutzt, d.h. die Bruttoladung ist hoch und die Nettoladung identisch zu dieser. Eine rationale Begründung, warum sich bei ersterer Messung fast doppelt so hohe Ladungs-induzierte Depositionen η_{ch} ergaben als bei letzterer, wurde durch die Autoren nicht gegeben. Eine mögliche Erklärung wäre, dass die Neutralisierung nicht vollständig stattfand und der in Gleichung (5.7-6) verwendete Parameter p (der Anteil geladener Partikel) bei der Messung CPC DEI tatsächlich doppelt so hoch war als von den Autoren angenommen. Die verwendete Methode der Neutralisierung ist allerdings eine Standard-Vorgehensweise (siehe Abschnitt 1.3.2), insofern soll diese Erklärung hier ausgeschlossen werden.

Naheliegender ist es wohl, Gleichung (5.7-2) als weniger universell zu betrachten als von den Autoren angenommen: sie mag zwar durchaus einen guten Mittelwert für die Deposition neutralisierter Partikel in der Luftröhre (oder in Röhren mit demselben Durchmesser) bilden, bei den hier betrachteten Experimenten lag die Deposition neutralisierter Partikel (Messung CPC DEI) aber um etwa den Faktor 2 höher, wobei dieser Faktor nicht, wie von COHEN et al. (1995) angenommen, ausschließlich auf die Partikelladung zurückzuführen ist. η_{basis} in Gleichung (5.7-6) ist damit a priori unbekannt. In Abschnitt 5.7.2 soll deshalb eine alternative Auswertung unternommen werden.

5.7.2 Alternative Auswertung der Ergebnisse

Hier soll eine alternative Auswertung der Ergebnisse von COHEN et al. (1995) vorgenommen werden. Es soll generell gelten:

$$\eta = \eta_{diff} + j\eta_{ch} - j\eta_{diff}\eta_{ch} \quad (5.7-7)$$

Die gemessene Deposition η soll somit die Summe aus zwei Depositions-Mechanismen bilden, wobei analog zu Gleichung (5.7-6) auch hier angenommen werden soll, dass beide Mechanismen additiv zueinander sind, außer bei sehr hohen individuellen Werten. η_{diff} ist die Deposition aufgrund von Diffusion, diese wirkt für geladene und neutrale Partikel gleichermaßen. η_{ch} ist die Deposition einfach geladener Partikel aufgrund ihrer Ladung. j ist die mittlere Brutto-Ladungszahl des Partikel-Ensembles.

Es wurde also angenommen, dass die mittlere Ladungs-induzierte Deposition $j\eta_{ch}$ linear mit j wächst. Solange Mehrfachbeladungen nicht vorkommen (bei den hier betrachteten Partikelgrößen kann dies praktisch angenommen werden, d.h. j ist stets kleiner oder gleich 1 und das Produkt $j\eta_{ch}$ damit ebenso) ist diese Annahme berechtigt. Bei mehrfach beladenen Partikeln ging die theoretische Erwartung sogar von einer etwas schwächeren Ladungsabhängigkeit aus: laut Gleichung (5.7-4) sollte für individuelle Partikel eine Proportionalität der Ladungs-induzierten Deposition zu $j^{2/3}$ bestehen. D.h. Gleichung (5.7-7) würde somit in dem Fall den Ladungsbeitrag zur Deposition etwas überschätzen.

Formal ist Gleichung (5.7-7) nur dann anwendbar, wenn das Produkt $j\eta_{ch}$ kleiner als 1 ist; hier soll angenommen werden, dass aufgrund der Kleinheit der Partikel diese Bedingung erfüllt ist. Es wurde zudem auch angenommen, dass die Nettoladung der Partikelwolke keinen Einfluss auf die Deposition hat, d.h. die

Deposition aufgrund der gegenseitigen Coulombschen Abstoßung geladener Partikel soll vernachlässigbar sein (diese wäre proportional zur Netto-Ladung, aber auch zur Konzentration der geladenen Partikel; sie ist praktisch nur bei sehr hohen Konzentrationen und Ladungszahlen relevant, siehe Abschnitt 5.2.2).

Speziell für die thermodynamische Deposition $\eta_{th,eq}$ im Boltzmann-Ladungsgleichgewicht ergibt sich

$$\eta_{th,eq} = \eta_{diff} + j_{eq}\eta_{ch} - j_{eq}\eta_{diff}\eta_{ch} \quad (5.7-8)$$

j_{eq} sei die mittlere Bruttoladung im Gleichgewicht, sie ergibt sich aus der mit Gleichung (3.1-8) berechneten Ladungsverteilung.

Bei Verwendung ausschließlich einfach geladener Partikel ergibt sich stattdessen

$$\eta_{single} = \eta_{diff} + \eta_{ch} - \eta_{diff}\eta_{ch} \quad (5.7-9)$$

Mit Gleichung (5.7-8) ergibt sich daraus näherungsweise (unter Vernachlässigung des Produkts $j_{eq}\eta_{diff}\eta_{ch}$)

$$\eta_{single} \approx \eta_{th,eq} + (1 - j_{eq})\eta_{ch} - \eta_{th,eq}\eta_{ch} \quad (5.7-10)$$

$\eta_{th,eq}$ entspricht den Ergebnissen der Messung CPC DEI, diese wurde mit neutralisierten Partikeln durchgeführt (welche sich also im Ladungsgleichgewicht befunden haben sollten). η_{single} hingegen entspricht den Ergebnissen der Messungen FC bzw. CPC, denn COHEN et al. (1995) nahmen an, dass die von ihnen generierten Partikel ausschließlich einfach geladen waren (tatsächlich könnten sich zwar vor allem unter den größeren Partikeln auch Mehrfachladungen befunden haben, der dadurch entstehende Fehler sollte jedoch angesichts der generellen Ungenauigkeiten gering sein). Somit kann nun, getrennt für die Messungen FC und CPC, die Ladungs-Deposition η_{ch} ermittelt werden.

Wenn man wie COHEN et al. (1995) davon ausgeht, dass sowohl die Deposition durch Diffusion als auch die Deposition durch Ladung jeweils eine Funktion von Dt_0 bilden, sollte $\eta_{th,eq}$ NICHT nur vom Produkt aus Diffusionskoeffizient D und Transitzeit t_0 abhängen: je größer die Partikel, umso kleiner D , umso größer aber auch j_{eq} , die mittlere Partikelladung im Gleichgewicht. Bei gleichem Produkt Dt_0 ist die Transitzeit t_0 also umso länger, je größer die Partikel sind, $\eta_{th,eq}$ sollte damit aber auch umso größer sein, je länger die verwendete Röhre und je größer damit t_0 ist (die Flussgeschwindigkeit wurde nur geringfügig variiert). Aus Abbildung 5.7-2 scheint sich für den Datensatz CPC DEI aber gerade das Gegenteil zu ergeben: bei gleichem Dt_0 sind die $\eta_{th,eq}$ -Werte für 10-cm-Röhren tendenziell höher als für 23- und 30-cm Röhren. Eine Erklärung dafür kann hier nicht gegeben werden. Da die Werte überdies stark streuen, erscheint es mit Blick auf Abbildung 5.7-2 trotzdem adäquat, näherungsweise eine Anpassung der Form $a(Dt_0)^b$ an den Datensatz CPC DEI durchzuführen, um einen Mittelwert für $\eta_{th,eq}$ als Funktion von Dt_0 zu gewinnen.

Gleichzeitig ergibt sich aus Gleichung (5.7-10) auch ein Kriterium für die Plausibilität der Messergebnisse: Bei gegebenen Werten für $\eta_{th,eq}$ und j_{eq} ist der minimal mögliche Wert für η_{single} gerade $\eta_{th,eq}$ – dies würde bedeuten, dass die Partikelladung überhaupt keinen Einfluss auf die Depositionseffizienz hat. Der maximal mögliche Wert für η_{single} hingegen würde dann erreicht, wenn η_{ch} maximiert wird, dies ist mit Gleichung (5.7-8) aber gerade dann der Fall (bei gegebenen Werten für $\eta_{th,eq}$ und j_{eq}), wenn η_{diff} bei null liegt, d.h. es werden ausschließlich geladene Partikel deponiert und η_{ch} ist identisch zu somit $\eta_{th,eq}/j_{eq}$. Zusammengefasst ergibt sich

$$\eta_{th,eq} < \eta_{single} < \frac{\eta_{th,eq}}{j_{eq}} \quad (5.7-11)$$

Anm.: Dieses Plausibilitätskriterium hätte sich auch ergeben, wenn man bei der Aufstellung von Gleichung (5.7-10) das Produkts $j_{eq}\eta_{diff}\eta_{ch}$ nicht vernachlässigt hätte: auch dann ergibt sich bei gegebenen Werten für $\eta_{th,eq}$ und j_{eq} , dass η_{single} gerade dann minimiert wird, wenn die Ladung die Deposition überhaupt nicht beeinflusst, während η_{single} dann maximiert wird, wenn ausschließlich geladene Partikel deponiert werden und damit ausschließlich die Deposition geladener Partikel zu $\eta_{th,eq}$ beitrug.

Diesem Plausibilitätskriterium liegt die Annahme zugrunde, dass η_{ch} , auf ein individuelles einfach geladenes Partikel bezogen, in jeder Situation gleich ist, d.h. die Anziehung wirkt zwischen jedem individuellen Partikel und der Wand die Nettoladung oder auch die absolute Konzentration der geladenen Partikel spielt keine Rolle. Wenn diese Annahme nicht gerechtfertigt ist, zum Beispiel weil die Coulombsche Abstoßung zwischen gleichnamig geladenen Partikeln eine Rolle spielt, wäre das Überschreiten der oberen Plausibilitätsgrenze möglich. COHEN et al. (1995) gingen allerdings davon aus, dass die Coulombsche Abstoßung aufgrund der verwendeten niedrigen Partikelkonzentrationen und Partikelladungen vernachlässigbar sein sollte. Die Autoren machten zwar keine genauen quantitativen Angaben zur Partikelkonzentration im Luftstrom, die Experimente wurden aber vor allem durch die Frage motiviert, ob sich Radon-Folgeprodukte aufgrund ihrer Ladung überproportional häufig in der Luftröhre ablagern könnten. Deshalb wurde hier nur mit niedrigen Partikel-Konzentrationen experimentiert, bei welchen die Coulombsche Abstoßung keine Rolle spielen sollte. Ein Direktvergleich zwischen dem Verhalten ungeladener, neutralisierter und einfach geladener Partikel ergibt sich aus der im Abschnitt 5.8.1 beschriebenen Folgestudie von COHEN et al. (1998).

Hinsichtlich der in Abbildung 5.7-2 gezeigten Messungen kann festgestellt werden:

- Messung mit Faraday-Becher (FC): Von den insgesamt 21 Messwerten fallen nur 5 (24%) in den durch Gleichung (5.7-11) stipulierten Bereich und sind damit plausibel, alle übrigen 16 η_{single} -Werte sind zu hoch (10 davon um den Faktor 2-4, einer sogar um den Faktor 5). Dies gilt, egal ob man als $\eta_{th,eq}$ direkt die Werte des Datensatzes CPC DEI ansetzt, welche paarweise mit den FC-Werten zusammenpassen (gleiche Werte für den Diffusionskoeffizienten D und die Transitzeit t_0) oder wenn man stattdessen eine Anpassung der Form $a(Dt_0)^b$ an den Datensatz CPC DEI durchführt und die sich aus der Anpassungsgleichung ergebenden Werte als $\eta_{th,eq}$ nutzt.
- Messung mit Kondensations-Partikelzähler (CPC): Wenn man als $\eta_{th,eq}$ die Anpassung der Form $a(Dt_0)^b$ an den Datensatz CPC DEI nutzt, liegen von 21 Messwerten 13 (62%) im plausiblen Bereich, von den übrigen 8 Werten sind 5 zu hoch und 3 zu niedrig. Nutzt man hingegen die paarweise zusammenpassenden Werte, fällt die Bilanz deutlich schlechter aus: nur noch 10 (48%) der Werte sind plausibel, 4 sind zu hoch und 7 zu niedrig (bei 6 davon lagen die Messwerte des Datensatzes CPC sogar unter denen des Datensatzes CPC DEI). Die zusammenpassenden Messungen (zunächst mit einfach geladenen, danach mit neutralisierten Partikeln) fanden zeitlich direkt nacheinander statt. Der Befund deutet darauf hin, dass die Werte starken statistischen Schwankungen unterliegen, welche die Bedingungen auch schon während der Messpaare veränderten. Deshalb wurde zu weiteren Berechnungen die Anpassung verwendet.

Es sei daran erinnert, dass j_{eq} , die mittlere Bruttoladung im Gleichgewicht, auch mit einer Unsicherheit behaftet ist: sie ergibt sich aus theoretischen Erwartungen, der Wert konnte jedoch nicht durch Messungen verifiziert werden. Falls j_{eq} tatsächlich niedriger war als theoretisch erwartet, würde dies den Plausibilitätsbereich erweitern (wenn j_{eq} überhaupt auf null gesetzt wird, gibt es keine Obergrenze für die Plausibilität mehr), die Diskrepanz zwischen den Messreihen FC und CPC bestünde jedoch weiterhin.

Die Messungen mit Faraday-Becher (FC) und Kondensations-Partikelzähler (CPC) fanden gleichzeitig statt: die mit Partikeln angereicherte Luft floss zunächst entweder durch die Luftröhren-Attrappe oder, bei den Referenzmessungen, an ihr vorbei. Danach wurde der Luftstrom geteilt: jeweils die Hälfte der Luft floss zum jeweiligen Messgerät (FC oder CPC). Die Messwerte der Depositionseffizienz ergaben sich aus der relativen Abnahme der Partikel-Konzentration nach Durchleitung durch die Röhren, im Vergleich zur Konzentration bei der Referenzmessung. Während die FC-Messung allerdings die Konzentration der geladenen Partikel im kompletten Luftstrom maß, wurde aus der zum CPC fließenden Luft wiederum mittig ein Probenfluss entnommen und darin die Konzentration der Partikel gemessen. Aus diesem Grund betrachteten COHEN et al. (1995) die FC-Messung prinzipiell als sensitiver. Hinzu kommt laut den Autoren, dass die Sensitivität von FC-Messungen kaum von der Partikelgröße abhängig ist, CPC-Messungen haben hingegen tendenziell eine zu niedrige Sensitivität für kleine Partikel (und damit hohe Diffusionskoeffizienten D).

Ordnungsgemäßes Funktionieren beider Geräte vorausgesetzt, bedeutet die hohe Diskrepanz zwischen den FC- und CPC-Messungen, dass nach der Durchleitung durch die Röhre im Gesamtfluss niedrigere

Konzentrationen geladener Partikel auftraten als im mittig entnommenen CPC-Probenfluss. Ob auch für ungeladene Partikel Unterschiede zwischen der Konzentration im Gesamtfluss und im Probenfluss auftraten, kann hier nicht festgestellt werden: mit Faraday-Bechern können nur Konzentrationen geladener Partikel gemessen werden, die zur Bestimmung der Ladungsdeposition η_{ch} notwendigen Vergleichsmessungen für neutralisierte Partikel wurden deshalb ausschließlich mittels CPC durchgeführt (Messung CPC DEI). Wenn auch die Konzentration ungeladener Partikel im Gesamtfluss niedriger war als im CPC-Probenfluss (d.h. die tatsächlichen $\eta_{th,eq}$ -Werte im Gesamtfluss waren höher als die sich aus der Messung CPC DEI ergebenden Werte), würde dies bedeuten, dass die FC-Messung zu hohe Werte lieferte. Aus den Gleichungen (5.7-8) und (5.7-9) ergibt sich zudem näherungsweise (bei Vernachlässigung des Produkts $\eta_{diff}\eta_{ch}$ in beiden Gleichungen) die Beziehung

$$\frac{\eta_{diff}}{\eta_{ch}} \approx \frac{\eta_{th,eq}}{\eta_{single} - \eta_{th,eq}} (1 - j_{eq}) - j_{eq} \quad (5.7-12)$$

Abbildung 5.7-3 stellt die Ergebnisse von Gleichung (5.7-12) als umgekehrtes Verhältnis η_{ch}/η_{diff} dar, einmal als Funktion des Produkts aus Diffusionskoeffizient D und Transitzeit t_0 (links), einmal als Funktion des Partikeldurchmessers d (rechts). Erstere Darstellung erfolgte in Konsistenz mit den Erwartungen von COHEN et al. (1995), wonach sowohl die Diffusion- als auch die Ladungs-induzierte Deposition eine Funktion von $(Dt_0)^b$ darstellen sollten, wobei sich der Exponent b für beide Depositionen aber voneinander unterscheiden sollte (die sich daraus ergebende Abhängigkeit des Verhältnisses beider Depositionen von Dt_0 wäre allerdings nur noch sehr schwach, siehe Gleichung (5.7-5) im Abschnitt 5.7.1).

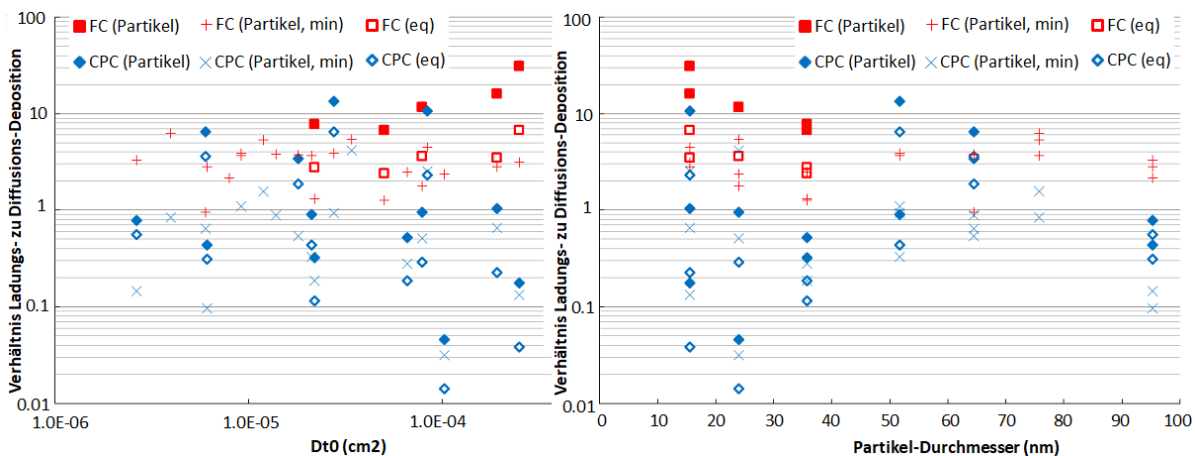


Abbildung 5.7-3: Aus den Daten von COHEN et al. (1995) ermitteltes Verhältnis η_{ch}/η_{diff} , dargestellt als Funktion von Dt_0 (links) und vom Partikel-Durchmesser (rechts).

Konkret dargestellt sind die folgenden Werte, getrennt für die Datensätze FC (rot) und CPC (blau):

- das Verhältnis η_{ch}/η_{diff} für individuelle einfach geladene Partikel (volle Symbole). Dieses ergibt sich aus Gleichung (5.7-12) unter der Annahme, dass j_{eq} , die mittlere Brutto-Ladungszahl bei der Referenz-Messung CPC DEI, der mittleren Brutto-Ladungszahl im symmetrischen Ladungsgleichgewicht entsprach. Es sind nur Datenpunkte dargestellt, welche laut Gleichung (5.7-11) plausibel sind, bei allen übrigen Datenpunkten ergaben sich mathematisch negative Verhältnisse.
- das Verhältnis η_{ch}/η_{diff} für individuelle einfach geladene Partikel, wie es sich stattdessen unter der Annahme $j_{eq}=0$ ergibt (Kreuze). D.h. es wurde angenommen, dass bei der Referenz-Messung alle Partikel neutral waren, und es gilt $\eta_{th,eq}=\eta_{diff}$. Aus dieser Annahme ergeben sich die minimal möglichen Verhältnisse η_{ch}/η_{diff} , welche bei beliebigen Werten für j_{eq} mit den Messwerten kompatibel wären (der Wert von j_{eq} kann nur theoretisch hergeleitet werden, der tatsächliche Wert sowie dessen Streubreite während der hier dargestellten Messungen sind unbekannt). Unter der Annahme sind generell alle Datenpunkte plausibel, bei welchen die Messung FC bzw. CPC höhere Depositionen ergab als die Referenz-Messung CPC DEI (die mathematisch maximal möglichen Verhältnisse η_{ch}/η_{diff} wären unendlich groß, dies entspräche der Annahme, dass neutrale Partikel überhaupt nicht deponiert werden und somit auch bei der Referenzmessung nur die geladenen Partikel deponiert wurden).

- das Verhältnis der Beiträge von Ladungs- und Diffusions-Deposition für ein im Ladungs-Gleichgewicht befindliches Partikel-Ensemble (offene Symbole), dieses erhält man durch Multiplikation von η_{ch}/η_{diff} mit j_{eq} .

Abbildung 5.7-3 zeigt, dass die Messungen kaum präzise Aussagen hinsichtlich der relativen Beiträge von Ladung und Diffusion zur Gesamt-Deposition eines geladenen Partikels gestatten. Im Fall der FC-Messungen würden sich bereits für $j_{eq}=0$ ergeben, dass der Beitrag der Ladung in jedem Fall deutlich höher ist als der Beitrag der Diffusion: $\eta_{ch}/\eta_{diff} > 1$. Setzt man stattdessen die theoretisch erwarteten Werte für j_{eq} an, liegen die meisten FC-Werte überhaupt nicht mehr im plausiblen Bereich: Gleichung (5.7-12) würde hier negative Werte ergeben, in der logarithmischen Skalierung von Abbildung 5.7-3 sind diese nicht darstellbar. Im Fall der CPC-Messungen finden sich zwar wesentlich mehr Werte im plausiblen Bereich, allerdings streuen auch diese über fast zwei Größenordnungen. Tendenziell zeichnet sich dennoch ab, dass der Beitrag der Ladung zur Deposition höher ist als erwartet, und dass die Ladungsdeposition mindestens etwa gleich hoch ist wie die Diffusions-Deposition ($\eta_{ch}/\eta_{diff} \approx 1$, d.h. die Gesamt-Wahrscheinlichkeit der Deposition wäre für ein geladenes Partikel mindestens doppelt so hoch wie für ein Neutralpartikel).

Nimmt man an, dass die reine Diffusions-Deposition η_{diff} eine ähnliche Proportionalität zu Dt_0 aufweist wie $\eta_{th,eq}$, d.h. dass sie proportional zu $(Dt_0)^{0,568}$ ist, würde sich eine sehr schwache Abhängigkeit zwischen η_{ch}/η_{diff} und Dt_0 ergeben, siehe Gleichung (5.7-5). Aufgrund der starken Streuung der Werte kann eine derart schwache Abhängigkeit nicht verifiziert werden. Eine klare Abhängigkeit des Verhältnisses η_{ch}/η_{diff} von Dt_0 oder auch vom Partikeldurchmesser zeichnet sich in Abbildung 5.7-3 nicht ab. Die Werte des Verhältnisses η_{ch}/η_{diff} streuen über mehrere Größenordnungen, das geometrische Mittel liegt bei etwa 13 für die FC-Messung und etwa 1 für die CPC-Messung (wobei in die Berechnung des geometrischen Mittels nur plausible und damit positive Werte für das Verhältnis η_{ch}/η_{diff} eingehen konnten).

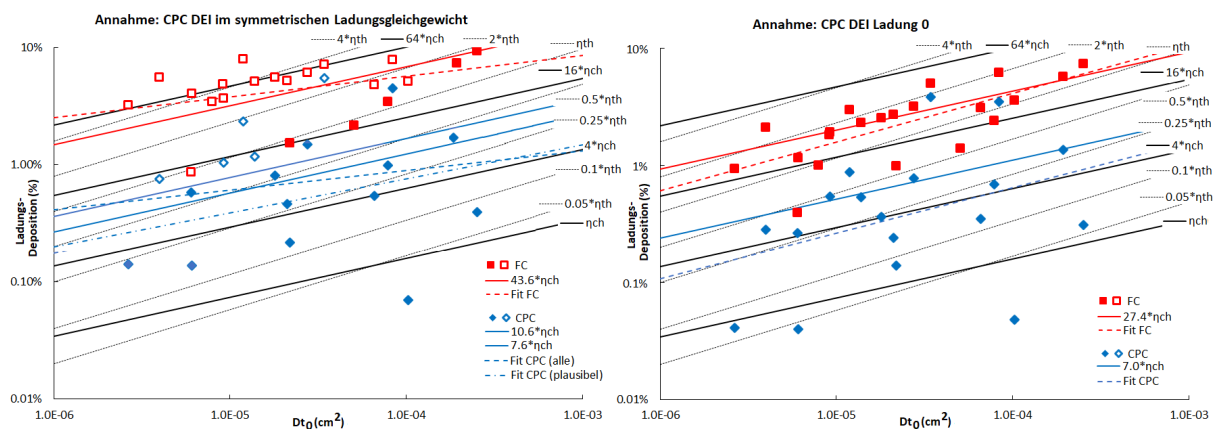


Abbildung 5.7-4: Aus den Daten von COHEN et al. (1995) ermittelte Ladungs-Deposition η_{ch} .

Abbildung 5.7-4 zeigt die sich ergebenden Werte für η_{ch} sowie diverse sich theoretisch ergebende Verläufe. In der linken Abbildung sind die Werte dargestellt, welche sich unter der Annahme ergeben, dass j_{eq} , die mittlere Brutto-Ladungszahl bei der Referenz-Messung CPC DEI, der mittleren Ladungszahl im symmetrischen Ladungsgleichgewicht entsprach (dies sollte der Fall gewesen sein), in der rechten Abbildung dagegen die Werte, wenn man annimmt, dass bei dieser Referenzmessung alle Partikel neutral waren. Konkret dargestellt sind die folgenden Werte und Verläufe:

- FC (rote Quadrate) und CPC (blaue Karos): Werte für η_{ch} , welche sich aus den Messwerten von COHEN et al. (1995) ergeben. Volle Symbole stehen für plausible Werte gemäß Gleichung (5.7-11), offene Symbole für implausible Werte (für welche sich mathematisch ein negativer Wert für die korrespondierenden Diffusions-Deposition η_{diff} ergeben würde).
- $a\eta_{ch}$, mit $a=1, 4, 16$ und 64 (dünne schwarze volle Linien): η_{ch} ergibt sich aus Gleichung (5.7-4), der theoretischen Annahme von COHEN et al. (1995) für die Ladungs-induzierte Deposition. Gleichung (5.7-4) erwartet eine Proportionalität von η_{ch} zu $(Dt_0)^{0,333}$. Fast alle sich aus den Messwerten ergebenden Werte für η_{ch} übersteigen den Erwartungswert deutlich, deshalb erfolgte zur Orientierung die Darstellung von $a\eta_{th,eq}$ mit verschiedenen Faktoren $a > 1$.

- $a\eta_{ch}$, mit den folgenden Werten für a : Linke Abbildung: 10,6 und 7,6 (blaue Strich-Punkt-Linie bzw. blaue volle Linie, dies sind die besten Anpassungen für die Messreihe CPC unter Nutzung aller positiven bzw. nur aller plausiblen Werte) und 43,6 (rote Strich-Punkt-Linie, die beste Anpassung für die Messreihe FC, hier nur für alle positiven Werte). Rechte Abbildung: 7,0 (CPC, blaue volle Linie) und 27,4 (FC, rote volle Linie).
- Fit FC und CPC: Anpassungen der ermittelten Werte für η_{ch} an $(Dt_0)^b$ mit b als freiem Parameter. In der linken Abbildung ergaben sich Exponenten b von 0,18 (Fit FC, gepunktete rote Linie, Anpassung an alle Werte) bzw. 0,17 und 0,29 (Fit CPC, gepunktete bzw. gestrichelte blaue Linie für die Anpassung an alle bzw. nur an alle plausiblen Werte), in der rechten Abbildung von 0,42 (Fit FC, gestrichelte rote Linie) und 0,39 (Fit CPC, gestrichelte blaue Linie).

Die ermittelten Werte für η_{ch} in Abbildung 5.7-4 links sollten somit den tatsächlichen Werten nahekommen, die Werte in Abbildung 5.7-4 rechts stellen die niedrigsten Werte für η_{ch} dar, welche unabhängig vom genauen Wert für j_{eq} noch mit den Messwerten von COHEN et al. (1995) kompatibel wären.

Wie aus Abbildung 5.7-4 erkennbar, streuen die aus dem Messwerten ermittelten Werte für η_{ch} eher stark, die meisten Werte liegen jedoch deutlich über den theoretischen Erwartungen:

- Bei der Messung CPC ergaben sich bei insgesamt 21 Messpunkten 18 positive Werte für η_{ch} (linke Abbildung; die verbleibenden 3 negativen Werte können in Abbildung 5.7-4 nicht dargestellt werden, sie sind allerdings ohnehin unplausibel). 17 davon lagen über den theoretischen Erwartungen. Eine Linearanpassung an $(Dt_0)^{0,333}$ ergab, dass die Werte im Mittel um den Faktor 10,6 über der theoretischen Erwartung für η_{ch} liegen. 5 der 18 positiven Werte wurden allerdings mit Gleichung (5.7-11) als unplausibel eingestuft (laut Gleichung (5.7-9) würden diese mit einer negativen Diffusions-Deposition η_{diff} einhergehen, und das Verhältnis η_{ch}/η_{diff} wäre ebenso negativ). Nutzt man nur die verbleibenden 13 plausiblen Werte zur Anpassung, ergibt sich trotzdem immer noch ein Faktor 7,6 zwischen der Linearanpassung dieser Werte an $(Dt_0)^{0,333}$ und der theoretischen Erwartung. Bei Nutzung der minimal möglichen Werte für η_{ch} (rechte Abbildung, hier sind alle positiven Werte plausibel) liegt dieser Faktor bei 7,0.
- Bei der FC-Messung stellten sich nur 5 der 21 in der linken Abbildung gezeigten Werten als plausibel heraus, deshalb erfolgte hier die Anpassung nur für alle Werte, es ergaben sich ein Faktor von 43,6. In der rechten Abbildung ergab sich ein Faktor 27,4.

Die Herleitung der theoretischen Gleichung (5.7-4) und damit der Proportionalität zu $(Dt_0)^{0,333}$ beruht auf der Annahme, dass die geladenen Partikel durch die elektrostatische Kraft zur Wand des Atemwegs gezogen werden, wobei dieser Kraft die Stokessche Reibung entgegen wirkt. Um deutlich höhere Depositionen zu erzeugen, müssen somit andere Vorgänge eine Rolle spielen, welche dann auch eine andere Abhängigkeit zu Dt_0 aufweisen könnten, sofern sie überhaupt nur zu diesem Produkt proportional sind und nicht individuell zu D und t_0 . In Abbildung 5.7-4 sind auch Anpassungen der Werte von η_{ch} an $(Dt_0)^b$ mit b als freiem Anpassungsparameter dargestellt. Die Werte streuen allerdings zu stark, um eine definitive Aussage zur genauen Proportionalität zu treffen.

5.7.3 Vergleich mit MELANDRI et al. (1983)

Gleichung (5.7-4) kann genutzt werden, um die Ergebnisse von COHEN et al. (1995) und MELANDRI et al. (1983) miteinander zu vergleichen. Nach Einsetzen des Ausdrucks (8.2-12) für den Diffusionskoeffizient D in Gleichung (5.7-4) ergibt sich

$$\eta_{ch} = \gamma_{Cohen} \left(\frac{1}{2} \frac{q^2 C(d) t_0}{\pi^2 \eta \epsilon_0 d} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{1}{R} \quad (5.7-13)$$

mit η der Viskosität der Luft und $C(d)$ der vom Partikel-Durchmesser d abhängigen Cunningham-Korrektur (8.2-10). Gleichung (5.7-13) kann nun mit der von MELANDRI et al. (1983) erwarteten Depositionseffizienz durch Ladung verglichen werden (Gleichung (5.6-8), siehe Abschnitt 5.6.1. Wenn man den Offset a' in dieser Gleichung vernachlässigt, ergibt sich

$$\frac{\eta_{Cohen}}{\eta_{Melandri}} = \left(\frac{\frac{1}{2}}{\frac{27}{16}} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\gamma_{Cohen}}{\gamma_{Melandri}} = \frac{2}{3} \frac{\gamma_{Cohen}}{\gamma_{Melandri}} \quad (5.7-14)$$

Die Faktoren γ_{Cohen} und $\gamma_{Melandri}$ sollen hier die Verhältnisse zwischen den tatsächlich gemessenen und den theoretisch erwarteten Werten der jeweiligen Studie illustrieren. Nimmt man beide als 1 an, vergleicht Gleichung (5.7-14) die theoretischen Erwartungswerte. Mit der Gleichung von MELANDRI et al. (1983) würde man also einen um etwa den Faktor 1,5 höheren Effekt erwarten als mit der Gleichung von COHEN et al. (1995). Beide Gleichungen gingen von unterschiedlichen Geometrien aus: MELANDRI et al. (1983) nahmen kugelförmige Lungenbläschen an, COHEN et al. (1995) eine zylinderförmige Luftröhre.

Es kommen aber die Faktoren γ_{Cohen} und $\gamma_{Melandri}$ hinzu. Laut den Ausführungen in Abschnitt 5.6.2 beträgt $\gamma_{Melandri}$ maximal 0,4. Dieser Faktor ergab sich unter der Annahme, dass sich die Deposition ausschließlich in den Lungenbläschen vollzog; war das nicht der Fall, wäre der Faktor, welcher speziell für die Lungenbläschen ermittelt wurde, noch kleiner. Der Absolutwert von γ_{Cohen} ist laut den Ausführungen im Abschnitt 5.7.2 sehr unsicher, aber wahrscheinlich deutlich größer als 1: aus einer Linearanpassung ergab sich ein Proportionalitätsfaktor von etwa 8, siehe Abbildung 5.7-4. Der Quotient $\gamma_{Cohen}/\gamma_{Melandri}$ läge damit bei etwa 20, und der Quotient $\eta_{Cohen}/\eta_{Melandri}$ immer noch bei etwa 13, oder mit anderen Worten: COHEN et al. (1995) maßen um den Faktor 13 höhere Ladungs-induzierte Deposition als MELANDRI et al. (1983), da aber MELANDRI et al. (1983) eigentlich eine um den Faktor 1,5 höhere Deposition erwarteten (aus Gründen der Geometrie) unterscheiden sich beide Messungen sogar um den Faktor 20. Dieser Wert ist eher beispielhaft zu verstehen; die jeweiligen Korrekturfaktoren sind sehr unsicher.

COHEN et al. (1995) führten ihre Messungen allerdings unter komplett anderen Umständen durch als MELANDRI et al. (1983): wesentlich kleinere Partikel (10-100 nm statt 300 nm-1 μ m), etwas kürzere Aufenthaltszeiten (0,4-1,1 statt 2 Sekunden), damit insgesamt höhere Produkte Dt_0 (COHEN et al. (1995): zwischen 10^{-6} und 10^{-3} cm². MELANDRI et al. (1983): 10^{-7} - 10^{-6} cm²) und vor allem größere Innendurchmesser: COHEN et al. (1995) arbeiteten mit Kupferröhren mit einem Durchmesser von 1,9 cm (und Längen von 10, 23 und 30 cm), MELANDRI et al. (1983) arbeiteten mit Versuchspersonen und gingen davon aus, dass sich der überwiegende Teil der Deposition in den Lungenbläschen (Durchmesser im voll entfalteten Zustand bis zu 300 μ m) vollzog. Die sehr hohe Diskrepanz kann somit prinzipiell dadurch verursacht sein, dass die Korrekturfaktoren einer starken Abhängigkeit von mindestens einem dieser Parameter unterliegen.

Wie im Abschnitt 5.7.4 noch detaillierter gezeigt wird, ist der Bereich BB₁, zu welchem die Luftröhre gehört, der Atemwegsabschnitt mit der niedrigsten Depositionswahrscheinlichkeit. D.h. falls der Widerspruch zwischen den Befunden von COHEN et al. (1995) und MELANDRI et al. (1983) dadurch aufgelöst wird, dass eine weit über den theoretischen Erwartungen liegende Ladungs-induzierte Deposition nur in Atemwegsabschnitten mit großem Innendurchmesser auftritt, wären die Befunde von COHEN et al. (1995) aus gesundheitlicher Sicht bei Betrachtung von Schadstoffpartikeln im Allgemeinen wenig bedenklich (die Arbeiten von COHEN et al. (1995) wurden insbesondere durch das Interesse an der Deposition von Radon-Folgeprodukten motiviert, diese können aufgrund ihrer Radioaktivität gegebenenfalls auch in der Luftröhre und in sehr niedriger Konzentration eine unerwünschte Wirkung entfalten). Auch methodologische Probleme können nicht ausgeschlossen werden: es ist offen, ob die Ergebnisse von COHEN et al. (1995) die Deposition in einer realen Luftröhre im normalen Atemvorgang korrekt wiedergeben.

Eine weitere Möglichkeit ist allerdings, dass der Widerspruch zwischen den Befunden von COHEN et al. (1995) und MELANDRI et al. (1983) auf den verwendeten Partikelgrößen beruht. In diesem Fall könnte die Deposition kleinerer geladener Partikel nicht nur in der Luftröhre, sondern auch in den Lungenbläschen signifikant über den theoretischen Erwartungen liegen, d.h. der Korrekturfaktor γ läge eventuell auch in der Alveolar-Interstitiellen Region noch über 1. Deswegen soll diese Erklärungsvariante in folgenden Abschnitt etwas detaillierter betrachtet werden.

Die Vermutung, dass die unterschiedlichen Partikelgrößen und nicht etwa die unterschiedliche Atemwegsabschnitts-Radien den relevanten Faktor darstellen, um die Diskrepanzen zwischen beiden

Studien zu erklären, wird durch die folgenden Befunde unterstützt: Die im Abschnitt 5.8.1 dargestellte Studie von COHEN et al. (1998) weist darauf hin, dass für Partikel der Größe 25 und 125 nm auch im kompletten Atemtrakt-Abschnitt BB₁, in welchem der Innendurchmesser im Vergleich zur Luftröhre bereits deutlich verengt ist, immer noch ein hoher Ladungseffekt auftritt. Dies untermauert die Vermutung eines Korrekturfaktors $\gamma_{Cohen} > 1$ auch in engeren Abschnitten des Atemtrakts zumindest für Partikel kleiner als 100 nm. Umgekehrt passierten bei den Experimenten von MELANDRI et al. (1983) die Partikel auf dem Weg zu den Lungenbläschen und zurück auch alle übrigen Atemwegsabschnitte. Sofern auch in diesen Abschnitten bereits eine überdurchschnittlich hohe Ladungs-induzierte Deposition stattfand, wäre der auf 0,4 geschätzte Korrekturfaktor $\gamma_{Melandri}$ tatsächlich noch niedriger, denn er bezieht sich speziell auf die Lungenbläschen (der Wert von 0,4 ergab sich unter der Annahme, dass die Deposition praktisch ausschließlich hier stattfand). Dies spricht gegen einen Korrekturfaktor $\gamma_{Melandri} > 1$ in den vorhergehenden Atemwegsabschnitten für Partikel größer als 300 nm.

5.7.4 Extremwert-Abschätzung unter Anwendung des ICRP-Modells

Im Abschnitt 5.6.4 wurde eine Abschätzung vorgenommen, in welchem Maße die Ladungsaufnahme durch Partikel nahe Hochspannungsleitung zu einer erhöhten Deposition dieser Partikel in der Lunge führen könnte; die Abschätzung beruhte auf den Annahmen des Abschnitts 3.2.5 zur Ladungsverteilung windabwärts einer Hochspannungsleitung, sowie auf wahlweise den theoretischen Erwartungen oder den experimentellen Ergebnissen von MELANDRI et al. (1983). Es ergab sich, dass der Einfluss selbst bei Nutzung der theoretischen Erwartungen sehr begrenzt wäre, und bei Nutzung der experimentell gewonnenen Parameter überhaupt praktisch vernachlässigbar wäre. Im vorigen Abschnitt wurde nun festgestellt, dass COHEN et al. (1995) bei Experimenten mit kleineren Partikeln Hinweise auf einen Effekt der Ladung auf die Deposition fanden, welcher die theoretischen Erwartungen deutlich übersteigt. Deswegen soll hier eine ähnliche Abschätzung durchgeführt werden, diesmal basierend auf den Ergebnissen von COHEN et al. (1995). Es wurde aber bereits im vorigen Abschnitt darauf hingewiesen, dass die Annahme eines generell starken Ladungseffekts bei kleinen Partikeln in allen Atemwegsabschnitten nur eine mögliche Erklärung der experimentellen Befunde von COHEN et al. (1995) ist; die folgenden Analysen sind somit als Extremwertabschätzung zu betrachten.

Wie im Abschnitt 5.3 erläutert, wirken in den Atemwegen zwei grundverschiedene Depositionsmechanismen, die thermodynamische und die aerodynamische Deposition. Erstere dominiert bei kleinen, letztere bei großen Partikeln. Es soll nun angenommen werden, dass die Partikelladung besonders die thermodynamische Deposition beeinflusst. Diese ist primär ein statistischer Prozess: mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit (welche durch die Strömungsmuster bestimmt ist) nähern sich im Luftstrom befindliche Partikel den Wänden der Atemwege an und berühren sie eventuell. Die elektrostatische Anziehung ist hier die einzige relevante Kraft, welche die Partikel zur Wand zieht. Die Zeit t , in welcher ein geladenes Partikel durch die elektrostatische Anziehung (Spiegelladung) die Wand aus einer beliebigen Entfernung x erreichen würde, ist laut Gleichung (5.6-6) im Abschnitt 5.6.1 proportional zur dritten Potenz von x (und umgekehrt proportional zum Quadrat der Ladungszahl). Eine im Abschnitt 5.6.3 vorgenommene Abschätzung ergab, dass ein einfach geladenes Partikel in der selben Zeit in jedem Fall eine größere Entfernung durch Diffusion zurücklegen würde (denn die Zeit, in welcher ein Partikel typischerweise eine bestimmte Strecke diffundiert, ist nur proportional zum Quadrat der Strecke). Dies ergibt sich rechnerisch selbst dann, wenn sehr kleine initiale Entfernungen x (etwa im Bereich der freien Weglänge, diese liegt bei rund 70 nm bei Körpertemperatur) angenommen werden, und mit wachsender initialer Entfernung x verringert sich die relative Bedeutung der elektrostatischen Anziehung weiter. Allerdings ist die elektrostatische Anziehung stets zur Wand gerichtet, während die Diffusion in beliebige Richtung erfolgen kann, deshalb soll großzügig angenommen werden, dass die elektrostatische Anziehung noch bis zu Wandentfernungen von etwa einem Mikrometer relevant ist.

Es wird hier deshalb vorgeschlagen, die thermodynamische Deposition als Produkt $\eta_a \eta_b$ zu beschreiben: η_a ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Partikel in die Nähe (also eine Entfernung kleiner als 1 Mikrometer) der Atemwegswände gerät, η_b ist die Wahrscheinlichkeit, dass dieses Partikel dort tatsächlich deponiert wird. Man kann nun annehmen, dass η_a vor allem von den Strömungsverhältnissen diktiert wird. η_a sollte damit

für geladene und neutrale Partikel identisch sein und (zumindest für einfach geladene Partikel bei den Partikelgrößen, für welche die thermodynamische Deposition relevant ist) auch kaum vom Partikeldurchmesser abhängen, η_a sollte sich jedoch für verschiedene Atemwegsabschnitte voneinander unterscheiden. η_b hingegen kann durchaus vom Partikeldurchmesser abhängig sein, und soll sich für neutrale ($\eta_{b,0}$) und einfach geladene Partikel ($\eta_{b,1}$) voneinander unterscheiden. Es soll angenommen werden, dass $\eta_{b,0}$ und $\eta_{b,1}$ in guter Näherung unabhängig vom genauen Atemwegsabschnitt sind: die Wahrscheinlichkeit η_b bezieht sich auf Partikel, welche sich bereits sehr nahe (weniger als 1 Mikrometer) zur Atemwegswand aufhalten, die Entfernung zur Wand ist damit deutlich kürzer als der Innenradius selbst des engsten Atemwegsabschnitts (150 μm für vollständig gefüllte Lungenbläschen eines Erwachsenen).

Das durchschnittliche Verhältnis $\eta_{b,1}/\eta_{b,0}$ sollte in erster Linie von der Aufenthaltszeit des Partikels in Wandnähe abhängen: je kürzer die Zeit, umso höher das Verhältnis. Am besten lässt sich dies durch die Annahme eines Luftpakets mit Abmessungen etwa im Mikrometerbereich oder kleiner veranschaulichen, welches mit der Wand in Berührung kam. Aufgrund der obenerwähnten Zusammenhänge zwischen Zeit und zurückgelegter Entfernung steigt mit wachsender Verweilzeit des Luftpakets in Wandnähe der relative Anteil der Partikel aus diesem Luftpaket, welche die Wand einfach durch Diffusion erreichen. Das bedeutet umgekehrt: Je schneller dieses Luftpaket somit (etwa durch Turbulenzen) durch ein frisches Paket ausgetauscht wird, umso höher die erreichbaren Verhältnisse $\eta_{b,1}/\eta_{b,0}$. Zudem sollte das Verhältnis $\eta_{b,1}/\eta_{b,0}$ mit steigender Atemwegsgeneration eher abnehmen. Die Begründung ist wie folgt: die Summe der Querschnitte der beiden Tochter-Generationen ist nach jeder Verzweigung größer als die Querschnittsfläche vor der Verzweigung, siehe z.B. YU (1985) oder den Annex A des ICRP-Modells für entsprechende Daten. Damit sinkt von Generation zu Generation die Geschwindigkeit des Luftstroms, und Turbulenzen sollten an Bedeutung verlieren. Unabhängig davon können für dieses Verhältnis $\eta_{b,1}/\eta_b$, auch noch andere Faktoren eine Rolle spielen, etwa die Auftreff-Geschwindigkeit, mit welcher die Partikel die Wandoberfläche letztendlich erreichen.

Das Produkt $\eta_a\eta_{b,0}$ bildet per Definition gerade den in Gleichung (5.7-7) eingeführten Term η_{diff} , das Produkt $\eta_a\eta_{b,1}$ entspricht ebenfalls per Definition der Summe aus η_{diff} und η_{ch} (unter der Annahme, dass η_{diff} und η_{ch} noch klein genug sind, so dass sie als additiv betrachtet werden können und das Produkt $\eta_{diff}\eta_{ch}$ gegenüber den individuellen Termen vernachlässigt werden kann). In Abbildung 5.7-3 erfolgte die Darstellung des aus den experimentellen Werten von COHEN et al. (1995) ermittelten Verhältnisses η_{ch}/η_{diff} , hier ist im dargestellten Wertebereich keine deutliche Abhängigkeit dieses Verhältnisses vom Partikeldurchmesser oder auch vom Produkt Dt_0 erkennbar (die Werte streuen allerdings um mehr als eine Größenordnung, d.h. eine gewisse Abhängigkeit kann auch nicht ausgeschlossen werden). Auch semi-empirisch wurde nur eine sehr schwache Abhängigkeit dieses Verhältnisses vom Partikeldurchmesser erwartet (für η_{ch} wurden von COHEN et al. (1995) theoretische Erwartungen formuliert, für η_{diff} wurde eine empirisch gewonnene Gleichung genutzt, es ergab sich Gleichung (5.7-5). Diese enthält eine Proportionalität zu $D^{0,235}$ mit D dem Diffusionskoeffizient, für Partikeldurchmesser von 10 und 100 nm liegen diese Werte nur um etwa einen Faktor 3 auseinander).

Es soll angenommen werden, dass das Verhältnis η_{ch}/η_{diff} in guter Näherung tatsächlich unabhängig vom Partikeldurchmesser ist. Unter den hier getroffenen Annahmen würde dies bedeuten, dass das Verhältnis $\eta_{b,1}/\eta_{b,0}$ in guter Näherung fest ist, d.h. die Wahrscheinlichkeit, dass ein sich in Wand-Nähe befindliches Partikel dort tatsächlich deponiert wird, ist für einfach geladene Partikel um einen festen Faktor höher als für neutrale Partikel (auch wieder zumindest in dem Partikel-Größenbereich, in welchem einerseits die thermodynamische Deposition dominiert, welche aber gleichzeitig nicht so klein sind, dass auch $\eta_{b,0}$ schon sehr nahe an 1 liegt).

Im Sinn einer Extremwertabschätzung soll im Folgenden ein Verhältnis η_{ch}/η_{diff} von 10 angenommen werden, dieser bildet laut Abbildung 5.7-3 eher die Obergrenze des Bereichs (das geometrische Mittel der mittels CPC gemessenen Depositionen lag bei 1). Dieser Wert soll unabhängig von der Partikelgröße und auch unabhängig vom Atemwegs-Abschnitt angenommen werden. Ein Faktor 10 erscheint sehr hoch, er relativiert sich jedoch dadurch, dass er in der sich ergebenden Gleichung (5.7-15) sowohl im Zähler als auch

im Nenner auftritt. Vor allem eine Anwendung auf eine reale Partikelgrößenverteilung, vorgenommen im Abschnitt 5.7.5, wird zeigen, dass die Wirkungen selbst eines solchen extremen Faktors keinesfalls dramatisch sind.

Aus Gleichung (5.7-7) ergibt sich

$$\frac{\eta_j}{\eta_{th,eq}} \approx \frac{1+j\frac{\eta_{ch}}{\eta_{diff}}}{1+j_{eq}\frac{\eta_{ch}}{\eta_{diff}}} \quad (5.7-15)$$

j_{eq} und $\eta_{th,eq}$ stehen für die mittlere Ladung sowie die thermodynamische Deposition im Boltzmann-Ladungsgleichgewicht (d.h. je höher das Verhältnis η_{ch}/η_{diff} ist, umso höher ist der Beitrag der Ladung zur Deposition bereits im Gleichgewicht. Dieser Beitrag ist unvermeidbar, da sich unter normalen Umständen Ionen beider Polarität in der Luft befinden, und die Partikel somit ein Ladungsgleichgewicht einnehmen). j_{eq} ergibt sich aus der Ladungsverteilung im Gleichgewicht, siehe Abschnitt 3.1, für $\eta_{th,eq}$ liefert das ICRP-Modell einen Wert. j und η_j stehen für eine beliebige mittlere Ladung in einem Partikel-Ensemble sowie für die thermodynamische Deposition dieses Ensembles. Gleichung (5.7-15) liegt damit die Annahme zugrunde, dass die Wahrscheinlichkeit der Ladungs-induzierten Deposition $j\eta_{ch}$ linear mit der Ladungszahl j wächst (dies galt auch schon für Gleichung (5.7-7), wie dort diskutiert, sollte dies den Ladungsbeitrag etwas überschätzen, sobald mehrfach geladene Partikel relevant werden. Eine weitere Einschränkung der Gültigkeit war, dass $j\eta_{ch}$ kleiner als 1 sein muss, dies kann bei kleinen Partikeln mit geringem Anteil von Mehrfachladungen aber als gegeben angenommen werden).

Insbesondere kann nun also in Gleichung (5.7-15) für j die mittlere Ladung j_{uni} eingesetzt werden, welche sich entsprechend Gleichung (3.2-10) im Abschnitt 3.2.5 nach Einwirkung einer unipolaren Ionenwolke windabwärts einer Hochspannungsleitung ergeben sollte (zumindest im Zeitmittel und in nicht zu geringer Entfernung von der Leitung, siehe die Erläuterungen dort). Wenn zudem in Gleichung (5.7-15) ein Schätzwert für das Verhältnis aus Ladungs-Deposition η_{ch} und Diffusions-Deposition η_{diff} eingesetzt wird, kann nun die zugehörige Depositionseffizienz η_j berechnet werden; η_j soll in diesem speziellen Fall mit η_{uni} bezeichnet werden, da diese Größe nun anstelle von $\eta_{th,eq}$ in den Gleichungen des ICRP-Modells verwendet werden soll (*Anm.: Bei der Berechnung wurde sichergestellt, dass η_{uni} nicht den Wert 1 übersteigt*).

Die aerodynamische Depositionseffizienz η_{ae} hingegen wurde für die hier vorgenommene Extremwert-Abschätzung nicht verändert. Dies geschah in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von MELANDRI et al. (1983) aus welchen für größere Partikel (bei welchen die aerodynamische Deposition dominiert) bei den windabwärts von Hochspannungsleitungen erwarteten Ladungszahlen (auf welche sich die hier durchgeführte Extremwert-Abschätzung beziehen soll) nur eine praktisch vernachlässigbare Ladungs-induzierte Deposition resultierte, siehe Abschnitt 5.6.4. Die aerodynamische Deposition wird durch Massekräfte (Gravitation und Trägheit) bewirkt, welche die Partikel aus größerer Entfernung bis zur Wand führen. Sie ist für größere Partikel relevant, welche zum einen nicht mehr jedem turbulenten Verhalten der Luft folgen können, und zum anderen auch mehrere Ladungen aufnehmen können, die elektrostatische Anziehung zur Atemwegswand wirkt somit bei ausreichend großen Ladungszahlen auch schon über größere Entfernungen (siehe dazu eine Abschätzung im Abschnitt 5.6.3). Man könnte theoretisch zwar auch die aerodynamische Deposition als Produkt $\eta_a\eta_b$ darstellen, η_b , die Wahrscheinlichkeit, dass ein durch diese Kräfte in Wand-Nähe geführtes Partikel diese tatsächlich berührt, wäre hier aber praktisch 1, stattdessen sollte nun η_a (die Wahrscheinlichkeit, dass sich die Partikel der Wand annähern) bei genügend großen Ladungszahlen einer Abhängigkeit von der Ladung unterliegen. Im Abschnitt 5.6.4 wurde Gleichung (5.6-26) zur Berechnung der zusätzlichen Ladungs-induzierten Deposition benutzt. Bei den hier betrachteten Ladungszahlen ergaben sich allerdings praktisch vernachlässigbare Werte, wenn man die sich aus den Ergebnissen von MELANDRI et al. (1983) ergebenden Parameter $a'=9,5\%$ und $b'=1,14\%$ in diese Gleichung einsetzt. Deshalb wurde die aerodynamische Depositionseffizienz η_{ae} unverändert aus dem ICRP-Modell übernommen (nutzt man stattdessen die theoretisch erwarteten Parameter, ist ein gewisser Einfluss auf die Deposition erkennbar, siehe unten in Abbildung 5.7-5).

Abbildung 5.7-5 zeigt die Depositionswahrscheinlichkeit η für die einzelnen Abschnitte des Atemtrakts. Offene Symbole entsprechen den Werten, die sich aus dem ICRP-Modell ergeben, volle Symbole entsprechen den Werten, welche sich nach den hier vorgeschlagenen Korrekturen ergeben (d.h. unter der Annahme eines Verhältnisses η_{ch}/η_{diff} von 10 und einer mittleren Partikelladung gemäß Gleichung (3.2-10) im Abschnitt 3.2.3, welche den Extremwerten windabwärts von Hochspannungsleitungen entsprechen soll). Zum Vergleich wurde auch die Depositionswahrscheinlichkeit dargestellt, welche sich aus den theoretischen Herleitungen von MELANDRI et al. (1983) mit Gleichung (5.6-26) in der AI-Region ergibt (gestrichelte rote Linie; die Berechnung erfolgte unter Annahme der theoretisch erwarteten Parameter $a'=0$ und $b'=3\%$). Der Partikelgrößenbereich, in welchem COHEN et al. (1995) bzw. MELANDRI et al. (1983) ihre Experimente durchführten (15-95 nm bzw. 300 nm-1 μ m) ist markiert.

Bei niedrigen Partikeldurchmessern tritt noch kein Ladungseffekt ein, zum einen, weil sich hier die mittlere Partikelladung im Gleichgewicht (ICRP-Modell) und nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke noch kaum unterscheiden (siehe Abbildung 5.6-2 für eine Darstellung), speziell in der AI-Region aber auch, weil hier bereits die Depositionseffizienz laut ICRP-Modell praktisch 100% beträgt und die Ladung somit keinen verstärkenden Effekt mehr haben kann. Oberhalb von etwa 30 nm beginnen die unkorrigierten und korrigierten Verläufe dann aber auseinanderzulaufen: die Partikel-Ladung erhöht die Depositionswahrscheinlichkeit, relativ zur ICRP-Depositionswahrscheinlichkeit. Die Absolutwerte der Depositionswahrscheinlichkeit sinken allerdings mit wachsendem Partikeldurchmesser: immer mehr Partikel würden nicht deponiert und wieder ausgeatmet werden. Dieses Absinken setzt sich solange fort, bis bei einem bestimmten Partikeldurchmesser, welcher vom genauen Atemwegsabschnitt abhängt, die aerodynamische Deposition relevant wird (siehe Abbildung 5.3-1 im Abschnitt 5.3.3 für eine separate Darstellung des Verlaufs der thermodynamischen und der aerodynamischen Deposition in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser). Die totale Depositionswahrscheinlichkeit durchläuft nun ein Minimum und steigt anschließend wieder.

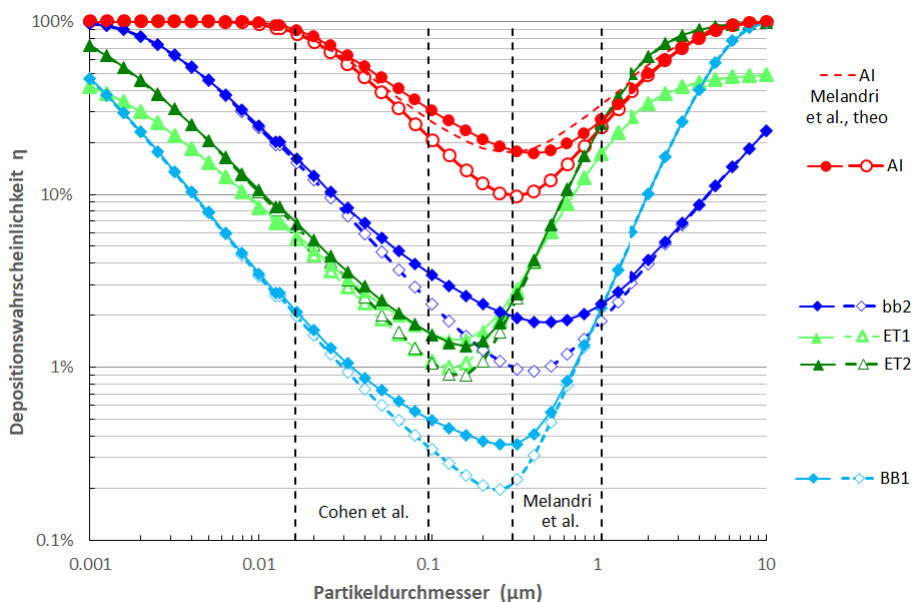


Abbildung 5.7-5: Depositionswahrscheinlichkeit η für die einzelnen Abschnitte des Atemtrakts. Offene Symbole: Werte laut ICRP-Modell. Volle Symbole: Extremwert-Abschätzung.

Die auf den Daten von COHEN et al. (1995) beruhende Korrektur mit Gleichung (5.7-15) ergibt im Detail die folgenden in Abbildung 5.7-5 dargestellten Ergebnisse: Im Mund- und Nasenbereich (ET_1 und ET_2) ist die Wirkung noch gering. In den Region BB_1 (Luftröhre und Bronchien) und bb_2 (Bronchiolen) fällt sie stärker aus. Die Experimente von COHEN et al. (1995) simulierten speziell das Depositionsverhalten in der Luftröhre. Der Bereich BB_1 , zu welchem die Luftröhre gehört, ist aber auch der Bereich mit den niedrigsten Depositionswahrscheinlichkeiten überhaupt: bei 15 nm (den kleinsten von COHEN et al. (1995) genutzten Partikeln) ergibt sich eine Depositionswahrscheinlichkeit von nur 2% und der Ladungseffekt ist bei den hier angenommenen Ladungsverteilungen noch vernachlässigbar, bei 95 nm (den größten verwendeten

Partikeln) liegt sie bei etwa 0,3% ohne und bei 0,5% mit Ladungseffekt. Die höchste relative Steigerung (von 0,2% auf 0,4%, also etwa eine Verdopplung), wurde bei 250 nm erwartet.

Die in Abbildung 5.7-5 dargestellten Ergebnisse wurden im ICRP-Modell für das Aktivitätsprofil „Leichte Aktivität“ berechnet. Die von COHEN et al. (1995) für Partikel im Ladungsgleichgewicht (Messung CPC DEI) gemessenen Depositionen überstiegen die Modellwerte für die Region BB₁ bei diesem Aktivitätsprofil überwiegend deutlich, in einigen Fällen lagen sie sogar über den sich stattdessen im Aktivitätsprofil „Schlaf“ ergebenden Werten, siehe Abbildung 5.7-1 im Abschnitt 5.7.1. Dies ergab sich, obwohl in der Luftröhre (welche bei den Experimenten von COHEN et al. (1995) simuliert wurde) wiederum nur ein Bruchteil der Gesamt-Deposition der Region BB₁ stattfindet. Experimentell ergaben sich Depositionen von bis zu 4% für Partikel im Ladungsgleichgewicht, und bis zu 10% für einfach geladene Partikel (Messung FC). Die Werte nahmen, wie im ICRP-Modell erwartet, mit wachsendem Partikeldurchmesser tendenziell ab. Ein Grund für die hohen Messwerte sind die in den Experimenten verwendeten langen Transitzeiten in den Modellröhren: diese lagen bei 0,4-1,1 Sekunden. Zum Vergleich: das ICRP-Modell erwartet im Schlaf Transitzeiten von 0,2 Sekunden für die komplette Region BB₁, bei leichter Aktivität, wie in Abbildung 5.7-5, sind es sogar nur 0,07 Sekunden. Gleichung (5.7-2), welche laut der Diskussion im Abschnitt 5.7.1 gut mit den Erwartungen des ICRP-Modells übereinstimmt (auch weil sie in die Erstellung des Modells mit einfluss), erlaubt die Abschätzung der Deposition speziell in der Luftröhre für eine konkrete Transitzeit. Aber auch die sich bei Transitzeiten von 0,4-1,1 Sekunden ergebenden Werte wurden bei den Messungen mit Partikeln im Ladungsgleichgewicht um mindestens einen Faktor 2 überschritten, siehe Abbildung 5.7-1 im Abschnitt 5.7.1 und die dortigen Diskussionen dazu. D.h. die langen Transitzeiten sind nur ein Teil der Ursache für die von COHEN et al. (1995) gemessenen eher hohen Depositionen, vermutlich spielen auch die genauen Flussmuster in den Röhren eine Rolle.

Für die AI-Region ist unter den hier getroffenen Annahmen ein Ladungs-Einfluss für Partikel zwischen 20 nm und 1 µm erkennbar. Die höchste relative Steigerung, von 10 auf 20%, also ebenfalls eine Verdopplung, wird bei etwa 300 nm erwartet (dort erreicht die Depositionswahrscheinlichkeit in der AI-Region ihr Minimum). Zum Vergleich wurde in Abbildung 5.7-5 auch die Korrektur dargestellt, welche sich mit Gleichung (5.6-26) unter Annahme der von MELANDRI et al. (1983) theoretisch erwarteten Parameter $a'=0$ und $b'=3\%$ ergibt (gestrichelte rote Linie. Die Korrektur wurde nur in der AI-Region angewendet, sie betrifft hier aber die gesamte Depositionswahrscheinlichkeit, nicht nur die thermodynamische Depositionswahrscheinlichkeit). Ein erhöhender Einfluss auf die Deposition ergab sich etwa im Bereich von 30 nm bis 3 µm, unterhalb von 300 nm wäre der Einfluss geringer gewesen als der Einfluss der Korrektur laut Gleichung (5.7-15), oberhalb davon hingegen höher. Im Bereich von 300 nm bis 1 µm sind diese Erwartungen, sowohl mit der einen als auch der anderen Korrektur, allerdings inkompatibel mit den experimentellen Befunden von MELANDRI et al. (1983), laut welchen ein signifikanter Ladungs-Effekt auf die Deposition erst bei wesentlich höheren Partikel-Ladungszahlen als hier angenommen auftritt (eine Korrektur mittels Gleichung (5.6-26) unter Annahme der sich aus den Ergebnissen von MELANDRI et al. (1983) ergebenden Parameter $na'=9,5\%$ und $b'=1,14\%$ hätte die erwarteten Depositionen in der AI-Region im Vergleich zu den Erwartungen des ICRP-Modells praktisch nicht verändert). Im Bereich zwischen 15 und 95 nm sind die vorgenommenen Korrekturen mit den Messwerten von COHEN et al. (1995) kompatibel, sofern man im Sinn einer Extremwertabschätzung annimmt, dass das tatsächliche Verhältnis zwischen Ladungs- und Diffusions-induzierter Deposition eher nahe der Obergrenze der Spannweite der ermittelten Werte lag. Aber auch in diesem Fall besteht die Kompatibilität nur unter der (experimentell nicht getesteten) Annahme, dass die vorgenommene Extrapolation auf die AI-Region zulässig ist. Im Größenbereich zwischen 100 und 300 nm existiert keine experimentelle Überprüfung.

Abbildung 5.7-6 links zeigt die sich aus den in Abbildung 5.7-5 dargestellten Depositionswahrscheinlichkeiten ergebenden Fraktionellen Depositionen DE (nach der im Anhang 8.2.1 vorgestellten Berechnungsmethode des ICRP-Modells). Zusätzlich dargestellt wurde auch die totale Deposition (Summe über die Fraktionellen Depositionen aller Atemtrakt-Abschnitte, schwarze Quadrate) im kompletten Atemtrakt. Es ergeben sich prinzipiell dieselben Aussagen wie aus Abbildung 5.7-5; die wesentlichen Unterschiede in beiden Abbildungen ergeben sich für sehr kleine oder sehr große Partikel: in den tiefer liegenden Atemwegsabschnitten besteht zwar formal eine sehr hohe

Depositionswahrscheinlichkeit für diese Partikel, praktisch werden diese Abschnitte aber durch die Filterwirkung der vorherigen Abschnitte nur noch in geringem Maße erreicht, damit resultiert eine niedrige Fraktionelle Deposition. Die Partikelbeladung hat in diesen beiden Bereichen praktisch keinen Einfluss. In den Bereichen, wo die Ladung (unter den hier angenommenen mittleren Ladungen nach Gleichung (3.2-10), welche der Situation windabwärts von Hochspannungsleitungen entsprechen soll) durchaus einen signifikanten Einfluss haben könnte, tritt hingegen kein Filtereffekt ein, d.h. in keinem Atemwegsabschnitt und bei keinem Partikeldurchmesser ergibt sich bei der Berücksichtigung der Ladung eine niedrigere Fraktionelle Deposition im Vergleich zur Fraktionellen Deposition laut ICRP-Modell.

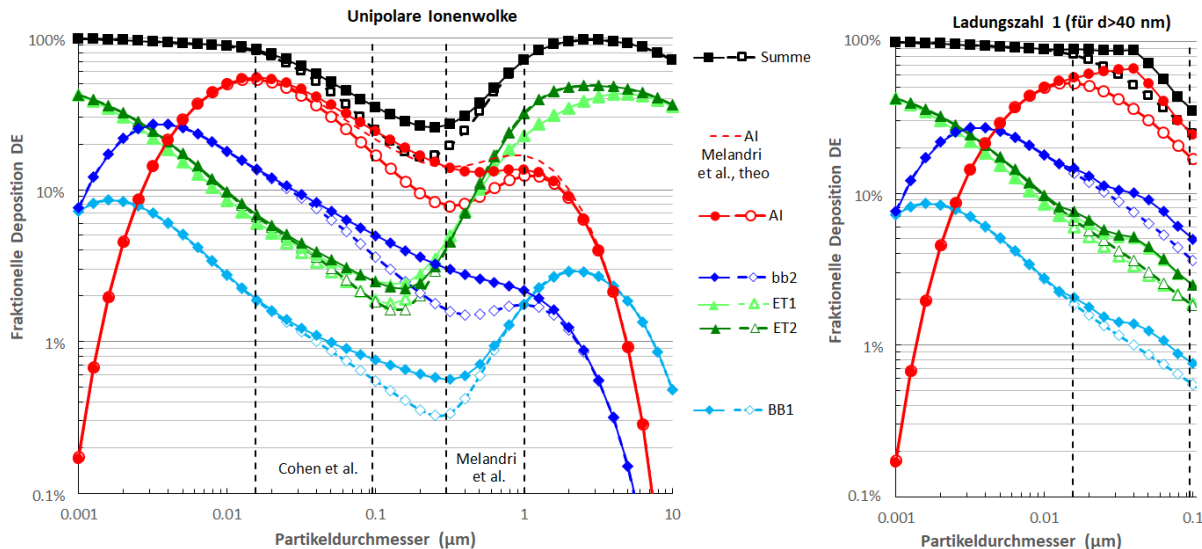


Abbildung 5.7-6: Links: Wie Abbildung 5.7-5 für die Fraktionelle Deposition DE. Rechts: Dasselbe unter der Annahme, dass die mittlere Ladungszahl im Bereich zwischen 40 und 100 nm den Wert eins beträgt.

Abbildung 5.7-6 links ist bereits als Extremtest aufzufassen, denn die hier angenommene Ladungs-induzierte Deposition beruht auf der Annahme eines sehr hohen Verhältnisses $\eta_{ch}/\eta_{diff}=10$ in Gleichung (5.7-15). In Abbildung 5.7-6 rechts wurde zusätzlich noch eine weitere Extremannahme getroffen: Die durchschnittliche Ladungszahl für Partikel mit Durchmesser größer als 40 nm und kleiner als 100 nm beträgt 1. Ab einem Durchmesser von 100 nm ergab sich auch bei den zur Berechnung von Abbildung 5.7-5 und Abbildung 5.7-6 links angenommenen Ladungsverteilungen nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke bereits eine Ladungszahl von 1 oder größer, deshalb erfolgte hier keine Änderung und die Ergebnisse für Partikel dieser Größe wurden nicht dargestellt. Unterhalb von 40 nm hingegen hätte die Annahme einer Ladungszahl 1 bei den hier getroffenen Annahmen effektiv sogar zu einer Verringerung der Fraktionellen Deposition in der AI-Region geführt, denn nun wäre die Filterwirkung der vorhergehenden Atemwegsabschnitte eingetreten. Da die Deposition in der AI-Region als gesundheitlich besonders relevant betrachtet wird, wurde hier die Ladungszahl nur so hoch gesetzt, dass die Fraktionelle Deposition in der AI-Region gerade maximiert wurde.

Auch unter diesen in mehrfacher Hinsicht extremen Annahmen tritt ein signifikanter Ladungseffekt in der AI-Region nur oberhalb von 20 nm ein. Die Fraktionelle Deposition erreicht ihr Maximum bei etwa 40 nm: sie steigt hier von etwa 40% (Erwartung des ICRP-Modells für neutralisierte Partikel) auf fast 70%.

Es sei an dieser Stelle wiederholt, dass Abbildung 5.7-6 als beispielhaft für einen mögliche Ladungseffekt gemäß Gleichung (5.7-15) zu betrachten ist: die Berechnung erfolge unter Annahme eines männlichen Erwachsenen sowie leichter Aktivität. Bei Verwendung anderer Personen- oder Aktivitätsprofile im ICRP-Modell hätten sich im Detail verschiedene Ergebnisse ergeben, größenordnungsmäßig läge der Ladungseffekt jedoch im selben Bereich.

Hier seien die Analysen und Ergebnisse dieses Abschnitts kurz zusammengefasst: Die Arbeitshypothese bestand in der Annahme, dass die die Ladung speziell die thermodynamische Deposition verstärkt, und dass sich auf diese Weise die Diskrepanzen zwischen den Messungen COHEN et al. (1995) und MELANDRI et al. (1983) erklären lassen. Dies ist durchaus nicht die einzige mögliche Erklärung der Diskrepanzen. Sollte diese

Hypothese jedoch korrekt sein, würde dies bedeuten, dass die thermodynamische Deposition durch einen zusätzlichen Ladungseffekt auch im Bereich der Lungenbläschen signifikant erhöht werden kann. Deshalb wurde in diesem Abschnitt eine Extremabschätzung zu dieser Hypothese vorgenommen, welche mit den sich aus der Studie von COHEN et al. (1995) ergebenden Werten vereinbar ist. Konkret wurde angenommen, dass die thermodynamische Deposition aus den Beiträgen zweier Depositionen besteht, der Diffusions-Deposition η_{diff} , welche für neutrale und geladene Partikel derselben Größe gleichermaßen wirkt, und der Ladungs-Deposition η_{ch} , welche den zusätzlichen Ladungs-Effekt speziell für einfach geladene Partikel beschreibt (für zweifach geladene Partikel wurde angenommen, dass sich der Effekt verdoppelt usw.). Dies führte zu Gleichung (5.7-15), welche das Verhältnis η_{ch}/η_{diff} beinhaltet. Dieses Verhältnis kann prinzipiell aus den Messdaten von COHEN et al. (1995) bestimmt werden, die erhaltenen Werte streuten jedoch über etwa zwei Größenordnungen. Es wurde ad hoc angenommen, dass dieses Verhältnis 10 beträgt, dieser Wert bildet eher die ungefähre Obergrenze der ermittelten Werte. Es wurde als unabhängig sowohl vom Innendurchmesser des Atemwegsabschnitts als auch vom Partikeldurchmesser angenommen. Die Analyse in diesem Abschnitt zeigt nun, dass diese Ad-hoc-Annahme nicht unbegrenzt gelten kann. Die Annahme $\eta_{ch}/\eta_{diff}=10$ war zwar einerseits erforderlich, um die extremen Messwerte von COHEN et al. (1995) im Bereich 15-95 nm noch zu erklären, die Wirkung dieses Verhältnisses erstreckte sich aber durchaus bis zu einem Partikeldurchmesser von 1 μm und umfasst damit auch den Bereich 300 nm-1 μm , in welchem MELANDRI et al. (1983) ihre Experimente durchführten und einen vergleichbaren Effekt bei den hier angenommenen eher niedrigen Partikelladungen nicht bestätigen konnten (ein signifikanter Ladungseffekt trat in den Ergebnissen von MELANDRI et al. (1983) zwar auf, er setzte erst bei wesentlich höheren Partikelladungen ein). Die generelle Hypothese eines in den theoretischen Herleitungen unterschätzten Ladungseinflusses speziell auf die thermodynamische Deposition ist damit zwar weiterhin möglich, aber das Verhältnis η_{ch}/η_{diff} ist wahrscheinlich doch nicht unabhängig vom Partikeldurchmesser (die Annahme ist gegebenenfalls in guter Näherung für Teilbereiche zulässig, aber nicht über alle Partikelgrößen). Weiterführende theoretische Analysen hierzu können hier aber nicht sinnvoll durchgeführt werden, da sie nicht durch entsprechende experimentelle Befunde belegt werden können.

Von Relevanz ist in dem Zusammenhang auch die im Abschnitt 5.8.1 diskutierte Studie von COHEN et al. (1998), diese betrachtete die Deposition in der kompletten Region BB₁ anstatt nur in der Luftröhre. Am unteren Ende der Region BB₁ beträgt der Innendurchmesser nur noch etwa ein Zehntel des Innendurchmessers der Luftröhre. Die Ergebnisse der Experimente bestätigen prinzipiell den Ansatz eines in guter Näherung vom Partikeldurchmesser unabhängigen Verhältnisses η_{ch}/η_{diff} (es wurde mit 20- und 125-nm-Partikeln gearbeitet, also im ähnlichen Bereich wie COHEN et al. (1995)), und die Ergebnisse waren mit der Annahme kompatibel, dass für beide Größen dasselbe Verhältnis η_{ch}/η_{diff} gilt). Es ergaben sich jedoch Werte für das Verhältnis η_{ch}/η_{diff} von in jedem Fall weniger als 5. Die bei der Erstellung von Abbildung 5.7-5 und Abbildung 5.7-6 verwendete Annahme eines einheitlichen Verhältnisses η_{ch}/η_{diff} für alle Atemwegsabschnitte muss in der Realität nicht zwingend zutreffen: COHEN et al. (1995) vermuteten die Ursache für die deutlich über den Erwartungen liegenden Ladungs-Depositionen in Turbulenzen, welche dafür sorgen, dass Partikel mit höherer Wahrscheinlichkeit in Wand-Nähe gelangen als unter laminaren Flussbedingungen. Mit jeder Generation des Atemwegs verringert sich allerdings die Flussgeschwindigkeit der Luft (siehe Abschnitt 5.4.2), damit würde man einen Bedeutungsverlust von Turbulenzen und somit eher ein abnehmendes Verhältnis erwarten. Im dem Fall würden Abbildung 5.7-5 und Abbildung 5.7-6 den tatsächlichen Ladungseffekt in den tiefer gelegenen Abschnitten der Atemwege überschätzen.

5.7.5 Berücksichtigung der Partikelgrößenverteilung

In Abbildung 5.7-5 und Abbildung 5.7-6 wurden alle Partikelgrößen gleichbehandelt, tatsächlich treten sie jedoch in unterschiedlichen Häufigkeiten auf. Die genaue Partikelgrößenverteilung ist abhängig von der jeweiligen Situation, hier kann deshalb nur eine beispielhafte Darstellung erfolgen. Abbildung 3.2-2 im Abschnitt 3.2.7 zeigt die durchschnittliche Partikel-Größenverteilung, welche sich im Mittel aus 6-monatigen Messungen (Januar-Juni 2020) an einem ländlichen Standort in Sachsen ergab (der Standort war Melpitz bei Torgau, durchgeführt wurde die Messung vom Leibniz-Institut für Troposphärenforschung Leipzig).

Abbildung 5.7-7 links zeigt die Fraktionelle Deposition relativ zu allen Partikeln. Diese ergibt sich, wenn die in Abbildung 5.7-6 links gezeigte Fraktionelle Deposition relativ zu allen Partikeln desselben Durchmessers mit der Partikelgrößenverteilung in Abbildung 3.2-2 multipliziert wird. Die Darstellung erfolgte auch hier, wie in Abbildung 5.7-5 und Abbildung 5.7-6, für alle Abschnitte des Atemtrakts, sowie für die Summe über alle Abschnitte. Offene Symbole stehen auch hier für die Erwartungen des ICRP-Modells, volle Symbole für die Deposition unter Berücksichtigung der Ladung (unter den in Abschnitt 5.7.4 getroffenen Extremannahmen).

In Abbildung 5.7-7 rechts wurde identisch vorgegangen, die Fraktionelle Deposition relativ zu allen Partikeln desselben Durchmessers wurde allerdings mit der Partikelvolumenverteilung multipliziert. Diese ergibt sich direkt aus der Partikelgrößenverteilung (unter Annahme sphärischer Partikel) und beschreibt den Anteil des Volumens der Partikel einer bestimmten Größe relativ zum Komplettvolumen aller Partikel. Die in Abbildung 5.7-7 rechts gezeigte Fraktionelle Deposition bezieht sich entsprechend auf das Volumen der deponierten Partikel eines bestimmten Durchmessers relativ zum Totalvolumen aller ursprünglich in der eingeatmeten Luft befindlichen Partikel. Nimmt man an, dass die Dichte aller Partikel identisch ist, entspricht dies gleichzeitig den Masseanteilen, relativ zur Gesamtmasse. Man beachte, dass die Vertikalachse in der linken Abbildung linear skaliert ist, in der rechten logarithmisch.

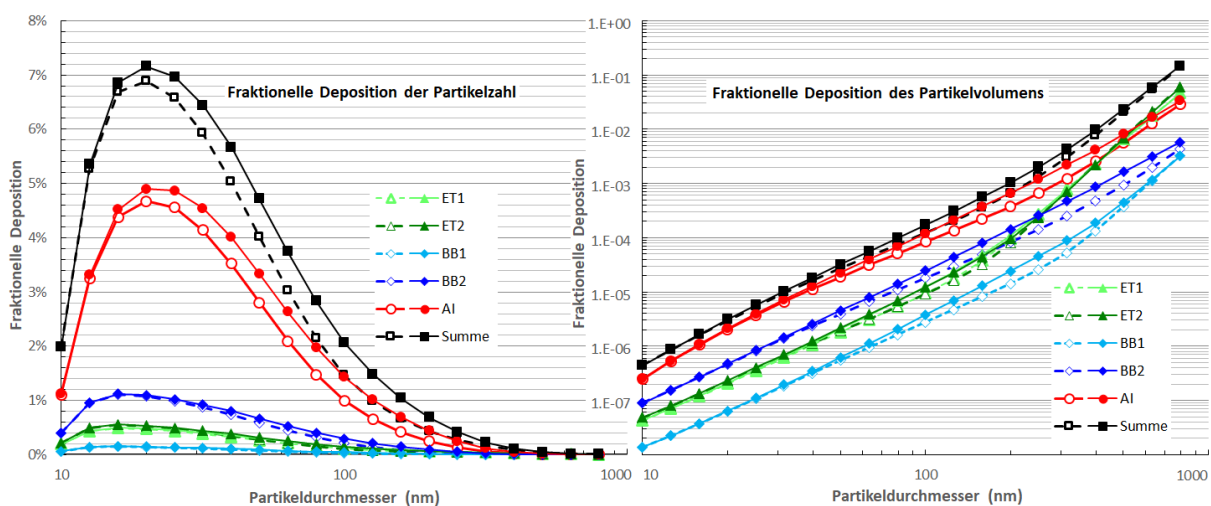


Abbildung 5.7-7: Fraktionelle Deposition laut Abbildung 5.7-6, multipliziert mit der in Abbildung 3.2-2 gezeigten Partikelgrößenverteilung (links) bzw. der Partikelvolumenverteilung (rechts).

Wie Abbildung 5.7-7 zeigt, wird die totale Anzahl der deponierten Partikel vor allem durch die Deposition kleiner Partikel bestimmt, hierfür sind also die Experimente von COHEN et al. (1995) relevant. Eine signifikante Erhöhung der Deposition durch einen Ladungseffekt wird etwa im Bereich von 20-300 nm erwartet. Das totale deponierte Volumen und damit die totale deponierte Masse hingegen wird vor allem durch die Deposition großer Partikel bestimmt; hier sind eher die Ergebnisse von MELANDRI et al. (1983) relevant, nach welchen es bei Partikelladungszahlen, welche typischerweise windabwärts von Hochspannungsleitungen auftreten, noch zu keiner signifikanten Depositionserhöhung kommen sollte (siehe Abbildung 5.6-2 im Abschnitt 5.6.4). Die in Abbildung 5.7-7 rechts sichtbaren Unterschiede in der Deposition mit und ohne Ladungseffekt liegen nur im Bereich von 300-500 nm im Prozentbereich (man beachte die logarithmische Skalierung), sie sind aber letztendlich auch hier auf die Korrektur zurückzuführen, welche im Abschnitt 5.7.4 auf der Grundlage der Ergebnisse von COHEN et al. (1995) vorgenommen wurden (die Korrektur betraf zwar nur die thermodynamische Deposition, da bei diesen Partikelgrößen aber auch Mehrfachbeladungen eine Rolle spielen, erstreckte sich die Wirkung der Korrektur bis hierher). Wie dort ebenfalls diskutiert, sprechen die Ergebnisse von MELANDRI et al. (1983) jedoch dafür, dass der Effekt zumindest oberhalb von 300 nm tatsächlich wesentlich geringer ausfällt als es sich bei der hier gewählten Vorgehensweise ergab; bei den hier betrachteten Ladungskonzentrationen sollte die Ladungs-induzierte Deposition in diesem Größenbereich ganz vernachlässigbar sein.

Summiert über die komplette dargestellte Verteilung ergeben sich die folgenden Werte (alle hier genannten Prozentzahlen sind relativ zur Gesamtzahl bzw. zum Gesamtvolumen aller eingeatmeten Partikel innerhalb der hier untersuchten Partikelverteilung zu verstehen):

- Im Ladungsgleichgewicht, für welches das ICRP-Modell die Erwartungswerte liefert, werden insgesamt 52% der eingeatmeten Partikel deponiert, die mit Abstand meisten davon in der AI-Region (35%). Relativ zum eingeatmeten Partikelvolumen beträgt die Gesamt-Deposition 59%, hier erfolgt jedoch die stärkste Ablagerung bereits im Bereich von Nase, Mundhöhle und Kehlkopf (ET₁ 19%, ET₂ 25%, hier wurden Normalatmer angenommen), die Fraktionelle Volumen-Deposition in der AI-Region beträgt etwa 11%.
- Nach Einwirken der Ionenwolke verschieben sich die Werte wie folgt: Die auf die Partikelanzahl bezogene totale Deposition steigt auf 58% insgesamt und 39% in der AI-Region, dies ist eine Steigerung um jeweils um Faktor 1,1 (etwa derselbe Faktor ergibt sich auch in den anderen Atemwegsabschnitten). Die auf das Partikelvolumen (und bei Annahme etwa gleicher Dichte damit auch auf die Partikelmasse) bezogene totale Deposition steigt auf 60% insgesamt, ein Faktor von nur 1,04. Auch in den Regionen ET₁, ET₂ und BB₁ ist die Veränderung unwesentlich. In den Regionen BB₂ und AI tritt die verstärkende Wirkung der Ladung aber erst bei etwas größeren Partikeln ein (siehe Abbildung 5.7-6), und dies wirkt sich auf die relative Steigerung aus: In der Region bb₂ steigt sie immerhin um den Faktor 1,4 (absolut aber nur von 1,7% auf 2,3%), in der Region AI um den Faktor 1,2 (von 11,4% auf 13,5%). Aber auch dies ist, wie oben diskutiert, eine Konsequenz der Korrektur, basierend auf den Ergebnissen von COHEN et al. (1995), für diesen Partikel-Größenbereich sprechen die vorliegenden experimentellen Befunde jedoch für eine starke Überschätzung der realen Depositionssteigerungen.

Insgesamt lässt sich feststellen, dass der hier angenommene Ladungseffekt, welcher wie im Abschnitt 5.7.4 dargelegt auf Extremannahmen beruht, zwar in einem begrenzten Partikelgrößenbereich durchaus bis zu einer Verdopplung der Zahl der deponierten Partikel bewirken kann. Über das komplette Partikelspektrum ist die Depositionserhöhung jedoch keinesfalls dramatisch, weder bei Betrachtung der Gesamtzahl noch des Gesamtvolumens (und damit ungefähr der Gesamtmasse) der deponierten Partikel. Hinzu kommt, dass sich Personen in der Regel nur episodisch im Freien unter Hochspannungsleitungen aufhalten, selbst dann, wenn sie in unmittelbarer Nähe wohnen oder arbeiten. Auch für diese Personen sollte es in der Regel häufiger vorkommen, dass sie temporären Erhöhungen der eingeatmeten Partikelkonzentration ausgesetzt sind (etwa wenn sie sich in der Nähe einer Hauptstraße aufhalten, oder auch am Arbeitsplatz) und während dieser Zeiten wesentlich höhere Steigerungen der Gesamtzahl oder der Gesamtmasse an deponierten Partikeln erfahren als während des Aufenthalts nahe einer Hochspannungsleitung.

Sofern der Ladungseffekt insgesamt nicht dramatisch unterschätzt wurde, wäre eine besondere Gesundheitswirkung nur noch dann plausibel, wenn man davon ausgeht, dass Partikel im mittleren Größenbereich (um 100 nm) eine höhere Gesundheitswirkung haben als kleinere oder größere Partikel. In der Tat war dies eine der Motivationen der Arbeit von COHEN et al. (1995) – sie betrachteten ihre Ergebnisse vor allem für relevant für die Deposition radioaktiver Radon-Folgeprodukte im Atemtrakt (zu möglichen Beziehungen zwischen Radon und Hochspannungsleitungen siehe Abschnitt 5.2.5). Eine andere mögliche Untersuchungsrichtung wären biologisch wirksame Partikel (Viren, Bakterien) oder auch die im Abschnitt 5.2.3 betrachteten Fasern, hier ist es aber schwierig, eine generelle Beziehung zu Hochspannungsleitungen herzustellen; eventuelle Koinzidenzen wären wohl eher episodisch. Im Abschnitt 5.3.1 wurde die Arbeit von CHOI et al. (2010) als ein Beispiel zitiert für generelle Untersuchungen zur Weiterverbreitung deponierter Partikel im Körper, als Funktion des Partikeldurchmessers. Dieses Thema geht aber deutlich über die Ziele dieses Reports hinaus, da das weitere Schicksal der deponierten Partikel nicht mehr von der Partikelladung abhängt.

5.8 Experimente mit plastischen Modellen der Atemwege

5.8.1 COHEN et al. (1998): Replika der Bronchialregion

COHEN et al. (1998) produzierten mehrere Abgüsse des Inneren der Atemwege von der Luftröhre bis zum 6. Bronchialast. Die Abgüsse (welche bei der Autopsie einer 34jährigen männlichen Person angefertigt wurden) bestanden aus Plastik, die Innenoberfläche war jedoch zwecks elektrischer Leitfähigkeit mit einer metallischen Oberfläche bedeckt (anstelle der normalerweise in der Lunge vorhandenen Feuchtigkeit). Es wurde ein Luftstrom erzeugt, in welchen monodisperse einfach geladene Partikel eingebracht wurden. Die Partikel wurden aus Fluorescein-Salz erzeugt; einmal hatten sie einen Durchmesser von 20, einmal von 125 nm. Der Strom wurde mit einer Rate von 5 Litern pro Minute durch das Lungenmodell geleitet (zum Vergleich: das ICRP-Modell nimmt für männliche Erwachsene 15, 18, 50 und 100 Liter/min in den Aktivitätsmodi Schlaf, Sitzen, leichte und schwere Tätigkeit an). Dies geschah in den folgenden drei Modi:

- Geladen: alle Partikel behielten ihre einfache positive Ladung.
- Neutralisiert: vor Einleiten in das Lungenmodell passierte der Luftstrom ein radioaktives Element, danach sollten neutrale, positiv und negativ geladene Partikel im Boltzmann-Gleichgewicht bei Nettoladung Null vorliegen. Dieser Zustand musste hier zwar künstlich erzeugt werden (da die Partikel zunächst alle im einfach positiven geladenen Zustand generiert wurden), die Ladungsverteilung sollte dann aber etwa der Verteilung entsprechen, welche man in der freien Atmosphäre abseits besonderer Ionenquellen vorfinden würde.
- Ungeladen: zwischen Neutralisierung und Lungenmodell passierte der Luftstrom noch einen elektrostatischen Abscheider; nur neutrale Partikel verblieben im Luftstrom.

Insgesamt dauerte jedes Einzelexperiment zwischen 2-5 Tage, in denen das Modell zwischen 16 und 60 Stunden durchströmt wurde; in dieser Zeit wurden je Experiment etwa 10^{11} bis 10^{12} Partikel durch das Modell geleitet, die totale Masse betrug zwischen 0,6 und 3,2 µg. Für jede Kombination (20 oder 125 nm Partikeldurchmesser, geladen, neutralisiert oder ungeladen) erfolgten 3-4 Einzelexperimente (Tabelle 5.8-1 gibt nur die Mittelwerte wieder, für vollständige Daten siehe die Originalpublikation).

Die Ermittlung der im Modell abgelagerten Masse erfolgte, indem alle Komponenten des Experiments (das Modell-Innere und Modell-Äußere, die Plastikbedeckung, welche das Experiment umgab, Schläuche und Halterungen, und der Filter am Luftauslass) getrennt voneinander mit einer NH_4OH -Lösung ausgespült wurden, und anschließend die Fluoreszenz der Lösung gemessen wurde; diese ist proportional zum Gehalt an Fluorescein (dem Material, aus welchem die Partikel produziert wurden). Eins der Lungenmodelle wurde nach Ende des Experiments überdies zerschnitten, und so die Ablagerung spezifisch für alle einzelnen Segmente ermittelt; dies geschah nur für ein Experiment mit 20-nm-Partikeln. Ermittelt wurde der prozentuale Anteil der Ablagerungen an jeder Einzelkomponente.

Tabelle 5.8-1 gibt die wesentlichen Ergebnisse wieder, getrennt für die beiden Partikelgrößen 20 und 125 nm und für die drei Ladungszustände geladen, neutralisiert, ungeladen. Dargestellt sind die gemessenen fraktionellen Depositionen (DE) im Modell-Inneren (dort, wo sich die Partikel auch in realen Atemwegen ablagern würden) und im Auslassfilter (diese Partikel haben somit die Experimentierereinrichtung ohne Deposition passiert). Alle übrigen, zu 100% fehlenden Partikel mit demselben Durchmesser und Ladungszustand lagerten sich an den oben aufgezählten weiteren Komponenten des Experiments ab (für vollständige Daten siehe Originalpublikation, eine medizinische Entsprechung für diese Depositionen besteht allerdings nicht). Ebenfalls dargestellt sind die Verhältnisse $DE/DE_{\text{ungeladen}}$ und $DE/DE_{\text{neutralisiert}}$, hierbei handelt es sich um die prozentualen Ablagerungen im Modell-Inneren von Partikeln im jeweiligen Ladungszustand (geladen, neutralisiert, ungeladen) zu den prozentualen Ablagerungen, ebenfalls im Modell-Inneren, von entweder ungeladenen oder neutralisierten Partikeln.

Tabelle 5.8-1: Ergebnisse von COHEN et al. (1998): Experimente mit Replika der Bronchialregion

Modell-Komponente & dargestellte Größe	Partikel- Durchmesser	Geladen	Neutralisiert	Ungeladen
Modell-Inneres: <i>DE</i>	20 nm	6,6%	2,0%	1,2%
	125 nm	1,6%	0,7%	0,3%
Filter: <i>DE</i>	20 nm	43,1%	82,8%	88,5%
	125 nm	77,5%	79,8%	92,7%
Modell-Inneres: <i>DE/DE_{ungeladen}</i>	20 nm	5,3	1,6	1
	125 nm	6,2	2,7	1
Modell-Inneres: <i>DE/DE_{neutralisiert}</i>	20 nm	3,4	1	0,6
	125 nm	2,3	1	0,4

Die meisten Partikel (deutlich mehr als die Hälfte, mit Ausnahme des Experiments mit einfach positiv geladenen 20-nm-Partikel) wurden nirgends deponiert und lagerten sich erst im Filter am Luftauslass des Experiments ab. Im Inneren des Lungenmodells setzten sich, je nach Konfiguration, nur zwischen 0,3 und 6,6% der Partikel ab. 20-nm-Partikel sind wesentlich mobiler als 125-nm-Partikel, man würde somit erwarten, dass diese (auch im ungeladenen Zustand) mit größerer Wahrscheinlichkeit mit den Komponenten interagieren. In der Tat wurden 20-nm-Partikel häufiger an den Komponenten abgelagert als 125-nm-Partikel, 125-nm-Partikel erreichten entsprechend häufiger den Filter als 20-nm-Partikel (eine Ausnahme bilden die neutralisierten Partikel, hier lagerten sich zwar auch mehr 20-nm- als 125-nm-Partikel im Innern des Modells ab, auf der Außenseite des Modells wurden aber mehr 125-nm-Partikel als 20-nm-Partikel deponiert. Deshalb erreichte hier bei 125-nm-Partikeln eine geringfügig niedrigere Prozentzahl den Auslass-Filter als bei 20-nm-Partikeln). Einfach positiv geladene Partikel lagerten sich im Experiment etwa 5- bis 6-mal so häufig im Modell-Inneren ab wie ungeladene Partikel und immer noch 2- bis 3,5-mal so häufig wie neutralisierte Partikel ab, neutralisierte Partikel wiederum etwa 1,5- bis 3-mal so häufig wie ungeladene Partikel. D.h. die Ladung hat offensichtlich eine signifikante Verstärkungswirkung auf die Deposition im Inneren des plastischen Modells.

Auch hier kann eine Analyse mittels Gleichungen (5.7-8), (5.7-9) und (5.7-12) im Abschnitt 5.7.2 durchgeführt werden: Laut diesen Gleichungen ist die gemessene Deposition die Summe aus η_{diff} und $j\eta_{ch}$, mit η_{diff} der Deposition aufgrund von Diffusion (diese wirkt für geladene und neutrale Partikel gleichermaßen) und η_{ch} der zusätzlichen Deposition einfach geladener Partikel aufgrund ihrer Ladung. j sei hier wahlweise die mittlere Partikel-Ladungszahl oder der relative Anteil geladener Partikel: erstere Annahme würde bedeuten, dass für zweifach geladene Partikel die Ladungs-Depositionswahrscheinlichkeit doppelt so hoch ist wie für einfach geladene Partikel, letztere würde bedeuten, dass sie genauso hoch ist (die theoretische Erwartung ist, dass die Ladungs-Depositionswahrscheinlichkeit für individuelle Partikel proportional zu $j^{2/3}$ ist, mit j der Ladungszahl dieses Partikels, siehe Gleichung (5.7-4) im Abschnitt 5.7.2). Bei den neutralisierten Partikeln ergibt sich j (in beiden Varianten) aus den Erwartungen für das Ladungsgleichgewicht, siehe Abschnitt 3.1; für ein symmetrisches Ladungsgleichgewicht ergeben sich konkret durchschnittliche Ladungszahlen von 0,26 und 0,81 und relative Anteil geladener Partikel von 26% und 63% für 20- und 125-nm-Partikel. D.h. bei 125-nm-Partikeln spielen Mehrfachbeladungen im Gleichgewicht eine gewisse Rolle. Bei neutralen und geladenen Partikeln wurde j in Übereinstimmung mit COHEN et al. (1998) mit 0 bzw. 1 angenommen. Damit ergibt sich Folgendes:

- Vergleicht man die geladenen und die ungeladenen Partikel miteinander (d.h. η_{diff} entspricht der Deposition der ungeladenen Partikel, während die Deposition der geladenen Partikel der Summe aus η_{diff} und η_{ch} entspricht) ergibt sich für 20-nm-Partikel ein Verhältnis η_{ch}/η_{diff} von 4,6, für 125-nm-Partikel von 4,3, also zwei nahe beieinander liegende Werte.
- Vergleicht man die neutralisierten und die ungeladenen Partikel miteinander, ergibt sich für 20-nm-Partikel ein Verhältnis η_{ch}/η_{diff} von 2,6, für 125-nm-Partikel von 1,7, wenn man j mit der mittleren Ladungszahl gleichsetzt, also etwa um die Hälfte niedriger als in der vorigen Analyse. Setzt man j stattdessen mit dem relativen Anteil geladener Partikel gleich, ergeben sich Verhältnisse von 2,6 und 2,3, d.h. die Werte liegen noch enger beisammen.
- Vergleicht man die geladenen und die neutralisierten Partikel miteinander, ergeben sich für η_{diff} sehr niedrige oder gar negative Werte, und für η_{ch}/η_{diff} entsprechend sehr hohe oder aber negative (und damit unplausible) Werte; mögliche Begründungen siehe unten.

Aus den Gleichungen (5.7-8) und (5.7-9) folgt

$$\eta_{th,eq} = \eta_{diff} + j_{eq}(\eta_{single} - \eta_{diff}) \quad (5.8-1)$$

mit $\eta_{th,eq}$ und η_{single} den gemessenen Depositionen für neutralisierte Partikel (d.h. Partikel im Ladungsgleichgewicht) bzw. für einfach geladene Partikel, η_{diff} der Deposition aufgrund von Diffusion (welche mit der gemessenen Deposition ungeladener Partikel identisch sein muss) und j_{eq} der mittleren Brutto-Partikelladungszahl bzw. dem relativen Anteile geladener Partikel im Gleichgewicht. Werden drei dieser Werte als bekannt angenommen, kann somit jeweils der vierte berechnet werden. Im konkreten Fall ergibt sich, dass alle vier Werte zusammenpassen würden, wenn der (nicht experimentell überprüfte) Wert von j_{eq} bei 0,15 bzw. 0,31 läge, dies wäre etwa die Hälfte der erwarteten relativen Anteile geladener Partikel im Gleichgewicht (in dem Fall ergäben sich auch beim Vergleich der neutralisierten und der ungeladenen Partikel oder aber der geladenen und der neutralisierten Partikel ein Verhältnis η_{ch}/η_{diff} von 4,6, bzw. 4,3). Gleichungen (5.7-8), (5.7-9) und damit (5.8-1) gehen davon aus, dass die Ladungs-induzierte Deposition als eine Wechselwirkung zwischen jedem individuellen geladenen Partikel und der Atemwegs-Wand beschrieben werden kann, sie hängt somit nur von der Brutto-Ladungszahl ab. Sofern in der Realität auch die Netto-Ladungszahl relevant ist, welche für neutralisierte Partikel praktisch null ist, würde dies erklären, warum der Ladungseffekt beim Vergleich geladener und ungeladener Partikel höher ausfällt als beim Vergleich neutralisierter und ungeladener Partikel. Die Nettoladung besitzt Bedeutung in Form der Coulombschen Abstoßung innerhalb einer einseitig geladenen Wolke geladener Partikel; dieser Effekt sollte erst bei sehr hohen Konzentrationen relevant wird, siehe Abschnitt 5.2.2; COHEN et al. (1998) schlossen die Wirkung dieses Effekts bei ihren Experimenten aus (aufgrund der niedrigen absoluten Partikelkonzentrationen und der Beschränkung auf einfach geladene Partikel).

In jedem Fall scheint die Analyse den im Abschnitt 5.7.4 genutzten Ansatz zu bestätigen, für das Verhältnis η_{ch}/η_{diff} einen Partikelgrößen-unabhängigen Wert anzunehmen, allerdings ist der sich ergebende Wert hier in jedem Fall weniger als halb so groß wie dort angenommen. Die im Abschnitt 5.7.4 getroffene Annahme ergab sich aus den Messungen von COHEN et al. (1995) in Luftröhren-Modellen und stellte eher eine Obergrenze dar, während die Experimente von COHEN et al. (1998) die komplette Region BB₁ betrafen. Im Abschnitt 5.7.4 wurde ein einheitliches Verhältnis η_{ch}/η_{diff} für alle Atemwegsabschnitte angenommen. Wie dort auch dargelegt, sollte man aber in der Realität eher erwarten, dass das Verhältnis mit zunehmender Verengung der Atemwege immer mehr abnimmt (aufgrund der sich verringernden Flussgeschwindigkeit und damit der sich verringernden Bedeutung von Turbulenzen).

Bei dem Experiment, bei welchem das Lungenmodell in insgesamt 78 Sektionen zerschnitten wurde, ergaben sich bei 68 der 78 Sektionen höhere Anteile deponierter Partikel für einfach geladene Partikel im Vergleich zu neutralisierten Partikeln, bei 10 Segmenten betrug der Faktor sogar mehr als 10. Durch die Autoren wurde eingeschätzt, dass dieser Befund generell belegt, dass die Ladung die Depositionswahrscheinlichkeit steigert, die Datenabdeckung genügte jedoch nicht, um festzustellen, ob bestimmte Abschnitte des Atemtrakts besonders anfällig für Depositionen sind.

5.8.2 Plastische Modelle der oral-extrathorakalen Atemwege

Mehrere Studien führten Experimente zur Deposition geladener Partikel an Nachbildungen der oral-extrathorakalen Atemwege durch, diese umfassen die Mundhöhle, den Rachen und den Kehlkopf, also praktisch den im ICRP-Modell als Extrathorakalen Atemwege 2 (ET₂) bezeichneten Bereich. Diese Modelle wurden aus Abdrucken der Organe obduzierter Personen gewonnen.

Die Experimente betrafen dabei größere Partikel, typischerweise im Mikrometerbereich. In diesem Bereich dominiert die aerodynamische Deposition, welche primär vom aerodynamischen Durchmesser abhängt. Zur Definition des aerodynamischen Durchmessers und seiner Beziehung zum Volumen-äquivalenten Durchmesser (welcher der landläufigen Definition eines Durchmessers entspricht) siehe Abschnitt 8.2.3, die Beziehung hängt von der Dichte der Partikel ab. Die Experimente sind am ehesten mit den Experimenten von MELANDRI et al. (1983) zu vergleichen (siehe Abschnitt 5.7.3). MELANDRI et al. (1983) arbeiteten mit Partikeln mit Durchmessern von 0,3, 0,6 und 1 µm, wobei die Partikeldichte hier etwa der Dichte von Wasser entsprach und der aerodynamische Durchmesser somit praktisch identisch zum Volumen-äquivalenten Durchmesser war). Laut der theoretischen Herleitungen von MELANDRI et al. (1983), welche durch die Experimente qualitativ bestätigt wurden, steigt die Depositionswahrscheinlichkeit mit der Aufenthaltsdauer im jeweiligen Atemwegsabschnitt, diese ist im Atemwegsabschnitt ET₂ allerdings sehr kurz – das ICRP-Modell geht hier überhaupt von einer Aufenthaltszeit von Null aus. Insofern lassen sich die Ergebnisse von MELANDRI et al. (1983) nicht auf diesen Abschnitt extrapolieren (bzw. die Extrapolation würde eine vernachlässigbare Ladungs-induzierte Deposition ergeben) und man würde man hier allenfalls bei sehr hohen Partikelbelastungen (bei welchen selbst eine sehr kurze Aufenthaltszeit relevant wäre) einen Effekt erwarten, der windabwärts von Hochspannungsleitungen so nicht eintreten würde.

Generell ist auch offen, wie eine signifikante Ladungs-induzierte Deposition im Bereich der oral-extrathorakalen Atemwege überhaupt aus gesundheitlicher Sicht zu bewerten wäre. Partikel, welche bereits hier deponiert werden, können die Lunge nicht erreichen (siehe Abbildung 5.4-2 im Abschnitt 5.4.3, wo dies in einem Computermodell untersucht wurde); die unten zitierte Studie von ALI (2012) wurde überhaupt von dem Vorschlag motiviert, durch künstliche Aufladung der Luft an der Arbeitsplatzumgebung diese Filterwirkung der oberen Atemwege zu verstärken.

Die im Folgenden zitierten experimentellen Arbeiten betrafen ausschließlich Experimente mit sehr hohen Ladungen pro Partikel, typischerweise im drei- bis fünfstelligen Bereich; die Ergebnisse können nicht sinnvoll zu niedrigeren Ladungszahlen extrapoliert werden. Die Motivation der Experimente bestand in einer bewusste Ausnutzungen der Ladung, entweder wie oben erwähnt zur Verstärkung der Filterwirkung der oberen Atemwege oder zur Einbringung von Medikamenten in bestimmte Bereiche des Atemtrakts. Hierzu dienen Inhalatoren, mittels welcher Partikel über den Mund appliziert werden. Kommerzielle Inhalatoren können Partikelströme generieren, welche im Extremfall mehr als 40.000 Ladungen pro Partikel aufweisen (KWOK, GLOVER & CHAN 2005; zu neueren Entwicklungen im Bereich hochaufladender Inhalatoren siehe GOLSHAHI et al. 2015), die genaue erreichte Ladung und auch die Netto-Polarität hängt dabei nicht nur von der Bauweise der Inhalatoren, sondern auch von der chemischen Zusammensetzung der Ingredienzen ab (KWOK & CHAN 2009; CHEN et al. 2015). Die wichtigste Kraft, welche die Deposition dieser geladenen Partikel an den Wänden der Atemwege bewirkt, ist auch hier das Spiegelladungsprinzip, bei sehr hohen Partikelladungskonzentrationen kann jedoch auch die Coulombsche Abstoßung relevant werden (AZHDARZADEH et al. 2014b).

CHAN et al. (1987) experimentierten mit einem plastischen Modell der menschlichen Atemwege vom Kehlkopf bis zu den Bronchien, sie arbeiteten mit Partikeln mit Durchmesser von 2-7 µm und 360-1000 negativen Ladungen pro Partikel. Die Ladung konnte demnach die Deposition um bis zu 10 Prozentpunkte steigern, was hier ungefähr einer Verdopplung der Deposition im Vergleich zu ungeladenen Partikeln gleichkam. Es ergab sich eine lineare Proportionalität der Differentiellen Deposition (Deposition geladener Partikel minus Deposition ungeladener Partikel derselben Größe) vom Term $C(d)^2/R/v$, mit j der Partikel-Ladungszahl, R dem Radius des Atemwegsabschnitts und v der Geschwindigkeit der Luft. $C(d)$ ist die Cunningham-Korrektur; die Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser d wird in Gleichung (8.2-10)

beschrieben; oberhalb von 1 μm kann sie aber als praktisch 1 angenommen werden; sie wurde hier aus theoretischen Gründen formal hinzugefügt.

ALI (2012) führte Experimente mit einem Modell aus Polyesterharz durch (die Experimente knüpften an ähnliche Studien desselben Autors an (ALI, REDDY & MAZUMDER 2008); es wurde aus einem Abdruck des entsprechenden Bereichs einer verstorbenen gesunden 82-jährigen männlichen Person gewonnen. Die Partikel wurden in einem Vernebler erzeugt. Es wurde mit 4 Konfigurationen gearbeitet:

- [1] Partikel nicht aufgeladen und am Modell vorbei direkt zum Detektor geleitet. Zur Detektion diente ein ESPART, *Electronic Single Particle Aerodynamic Relaxation Time*, dieser sortiert die Partikel nach ihrem aerodynamischen Durchmesser. Empfindlich ist der ESPART nur im Bereich von 500 nm bis 10 μm (alle Durchmesserangaben beziehen sich hier auf den aerodynamischen Durchmesser). Je nach Einstellung detektierte der ESPART alle Partikel unabhängig vom Ladungszustand, oder nur geladene Partikel. Demnach waren nur etwa 3% der generierten Partikel geladen, mit etwa paritätischer Ladungsverteilung.
- [2] Partikel nicht aufgeladen und durch das Modell geleitet. Innerhalb von 8 Sekunden flossen 4 Liter Luft durch das Modell, dies entspricht einem Fluss von 30 Litern pro Minute, ein typischer Wert für Erwachsene bei leichter Tätigkeit.
- [3] Partikel aufgeladen und am Modell vorbeigeleitet. Die Aufladung erfolgte in einem hinter dem Vernebler installierten Corona-Auflader. 95% der Partikel waren danach positiv geladen, die übrigen negativ. Zur Verteilung der Ladungszahlen wurden keine Messungen durchgeführt. Es kann lediglich entnommen werden, dass die Ladung relativ zur Gesamtmasse der Partikel für die geladenen Partikel etwa 7 bis 8-mal höher lag als für die bereits im Vernebler entstandenen geladenen Partikel. D.h. die Ladung sollte sehr hoch gewesen sein
- [4] Partikel aufgeladen und durch das Modell geleitet.

Aus der Differenz der Partikelzählraten von Variante 1 und 2 ergab sich eine Fraktionelle Deposition der ungeladenen Partikel von 11% bei Betrachtung aller Partikel (0,5-10 μm), aber 18% bei Betrachtung des Bereichs 0,5-6 μm . Aus der Differenz der Zählraten von Variante 3 und 4 ergibt sich die Fraktionelle Deposition der geladenen Partikel, diese betrug laut Publikation 23% im Komplettbereich 0,5-10 μm bzw. sogar 43% nur im Bereich 0,5-6 μm , also eine deutliche Steigerung bei allerdings sehr hohen Ladungszahlen.

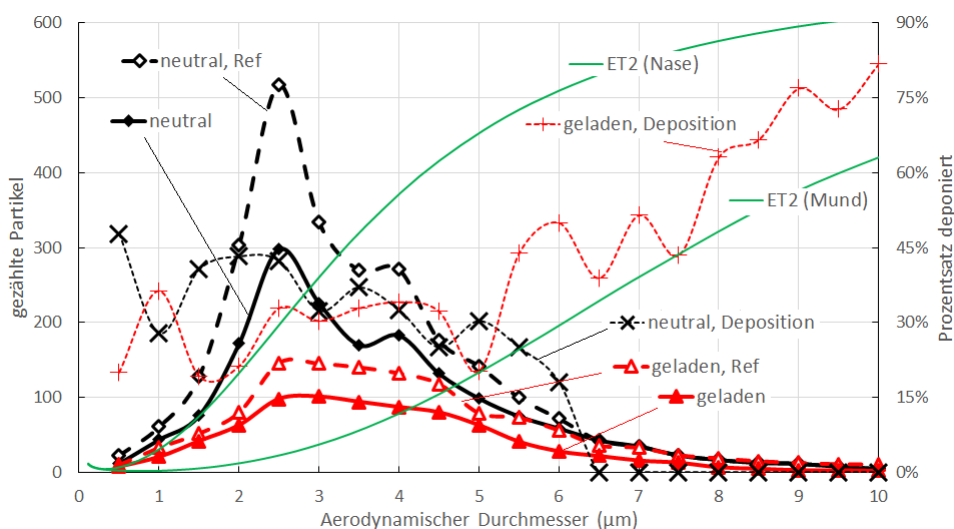


Abbildung 5.8-1: Depositionsexperiment von ALI (2012).

Abbildung 5.8-1 zeigt ausgewählte Ergebnisse des Depositionsexperiment von ALI (2012), jeweils als Funktion des aerodynamischen Durchmessers. Die Symbole bezeichnen die Datenpunkte, zur besseren Orientierung wurden sie durch Linien verbunden.

- Anzahl der Partikel, welche im Detektor gezählt wurden; die Partikel waren entweder neutral (schwarze Karos) oder geladen (rote Dreiecke) und liefen vor dem Erreichen des Detektors entweder durch das Modell einer menschlichen Kehle (volle Symbole) oder an diesem vorbei (Ref; offene Symbole).
- Prozentsatz deponierter Partikel (rechte Achse) für neutrale Partikel (schwarze liegende Kreuze) bzw. geladene Partikel (rote stehende Kreuze).
- Zum Vergleich: Depositionswahrscheinlichkeit, welche vom ICRP-Modell im Bereich ET₂ erwartet wurden (grüne durchgezogene Linien ohne Symbole). Berechnet für erwachsene männliche Personen bei leichter Tätigkeit; es wurde ein „Mundatmer“ angenommen (d.h. eine Person, die gleichzeitig durch Nase und Mund atmet. Das ICRP-Modell liefert hier separate Depositionswahrscheinlichkeit für den Nasenstrom und den Mundstrom. Für den Nasenstrom ergeben sich höhere Werte, da die hinteren Nasengänge ebenfalls zum Abschnitt ET₂ gehören und hier zudem den engsten Abschnitt darstellen, sie werden aber vorwiegend durch den Nasenstrom erreicht. In Abbildung 5.8-1 wurden die Depositionswahrscheinlichkeiten für beide Ströme gezeigt. Der Versuchsaufbau von ALI (2012) dürfte eher repräsentativ für eine Person sein, welche zu 100% durch den Mund atmet.

Laut den von ALI (2012) angegebenen Zahlenwerten ist die Fraktionelle Deposition für kleine Partikel höher als für große; ab einem aerodynamischen Durchmesser von 6,5 µm findet speziell für ungeladene Partikel laut Abbildung 5.8-1 praktisch überhaupt keine Deposition mehr statt. Dieses Verhalten ist aber vermutlich auf die Methodologie des Experiments zurückzuführen; es widerspricht diametral den Erwartungen des ICRP-Modells für Partikel dieser Größenordnung: mit wachsendem aerodynamischem Durchmesser sollte die Impaktion – die Partikel können kurvenartigen Verläufen des Luftstroms nicht folgen – immer wichtiger werden. Für geladene Partikel hingegen nimmt der relative Anteil der deponierten Partikel mit wachsendem Partikeldurchmesser laut Abbildung 5.8-1 wie erwartet zu.

Bei den Datenreihen „neutral, Ref“ und „geladen, Ref“ wurde der Luftstrom am Modell vorbeigeleitet. Das Modell hatte somit keinen Einfluss, hier sollte vielmehr der Vorgang des Aufladens im unipolaren Korona-Auflader für eventuelle Unterschiede zwischen beiden Datenreihen hauptverantwortlich sein. Beim Vergleich dieser beiden Datenreihen fallen signifikante Unterschiede auf: die totale Zählrate über den Komplettbereich 0,5-10 µm beträgt beim Datensatz „geladen, Ref“ nur noch weniger als die Hälfte der totalen Zählrate beim Datensatz „neutral, Ref“ im selben Bereich, und auch der in letzterem Datensatz vorhandene signifikante Peak bei 2,5 µm verschwindet. Dies deutet darauf hin, dass sich durch den Aufladevorgang auch andere Partikeleigenschaften ändern, welche möglicherweise einen Einfluss auf die Depositionswahrscheinlichkeit besitzen. Dies erschwert dann aber die Interpretation.

AZH DARZADEH et al. publizierten im Jahr 2014 zwei Studien an Aluminium-Modellen der oral-extrathorakalen Atemwege, eine speziell zur Situation bei Erwachsenen (AZH DARZADEH et al. 2014a), eine speziell zur Situation bei Kindern (AZH DARZADEH et al. 2014b); letztere Studie bildete laut den Autoren die erste Kinderstudie zu diesem Thema. Ziel war der Test der Wirksamkeit von Inhalatoren, entsprechend wurde mit sehr hohen Ladungszahlen gearbeitet (bis fast 10.000 Ladungen pro Partikel).

Abbildung 5.8-2 zeigt beispielhaft die Ergebnisse der Kinderstudie (die Werte der Erwachsenenstudie lagen in derselben Größenordnung). Die Symbole bezeichnen die Datenpunkte, zur besseren Orientierung wurden sie durch Linien verbunden. Es wurde mit monodispersen Partikeln der Größe 3,6 µm (durchgezogene Linien), 4,4 µm (gestrichelte Linien) und 5,9 µm (gepunktete Linien) sowie mit Flüssen von 10 L/min (rote Kreise) und 20 L/min (blaue Dreiecke) gearbeitet, damit ergaben sich 6 verschiedene Kombinationen. Die Darstellung erfolgte als Funktion der Ladung, diese wurde zwischen etwa 0 und 10.000 Ladungen pro Partikel variiert.

Bei einer Ladung Null stieg die Depositionsrate laut den Autoren linear zu dem Produkt d^2J mit d dem Partikeldurchmesser und J der Flussrate (d.h. sie erhöhte sich nicht nur mit wachsendem Partikeldurchmesser, sondern auch mit wachsender Durchström-Geschwindigkeit, die damit verbundenen Turbulenzen beeinflussen demnach die Deposition stärker als die verkürzte Aufenthaltszeit). Laut den Autoren ergab sich dabei etwa derselbe Proportionalitätsfaktor wie bei früheren Experimenten mit einem baugleichen Modell, aber nur mit neutralen Partikeln (d.h. das Ergebnis wurde reproduziert).

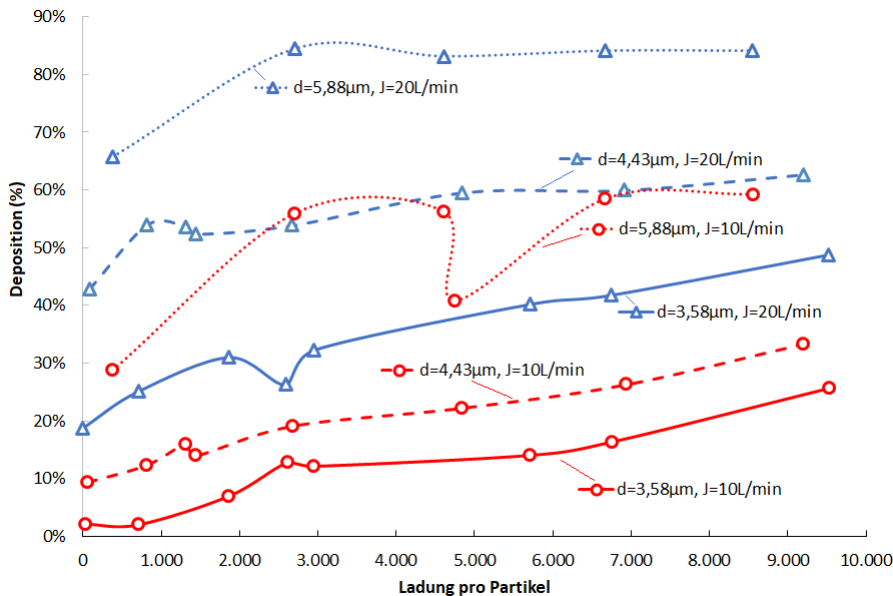


Abbildung 5.8-2: Ergebnisse des Depositionsexperiments von AZHDARZADEH et al. (2014b).

AZHDARZADEH et al. (2014b) entwickelten in beiden Studien (2014a; 2014b) auch empirische Anpassungsgleichungen, welche mathematisch aber eine eher komplexe Gestalt haben, und die Extrapolierbarkeit zu niedrigen Ladungszahlen ist fraglich.

5.9 Zusammenfassung

5.9.1 Ergebnisse der bisherigen Forschung

Dieser Report untersuchte potentielle gesundheitliche Wirkungen, welche von Ionen oder geladenen Partikeln im Umfeld von Hochspannungsleitungen ausgehen könnten. Der Hauptfokus lag dabei auf einer möglicherweise erhöhten Depositionswahrscheinlichkeit geladener Partikel in Lunge und Atemtrakt. Eine gute Ausgangsbasis zur Untersuchung dieser Frage bietet das von der Internationalen Strahlenschutz-Kommission (*International Commission on Radiological Protection*, ICRP) im Jahr 1994 publizierte *Human Respiratory Tract Model for Radiological Protection*, welches oft einfach als ICRP-Modell bezeichnet wird. Dieses Modell verwendet zwar selbst nicht die Ladung als Parameter (die experimentelle Validierung erfolgte allerdings mittels Partikeln im Ladungsgleichgewicht, welche damit zu einem gewissen Prozentsatz geladen sind). Die Modellgleichungen können aber um Ausdrücke erweitert werden, welche eine zusätzliche Ladungs-induzierte Deposition beschreiben.

Als gesundheitlich relevant wird im Allgemeinen insbesondere eine Deposition in der Alveolar-Interstitiellen Region (AI) betrachtet, zu welcher die Lungenbläschen gehören. Generell schränkt das ICRP-Modell das Potential einer zusätzlichen Ladungs-induzierten Deposition im Atemtrakt im Allgemeinen und in der AI-Region im Besonderen ein. Dies kann beispielhaft an dem vom Modell erwarteten Verhalten für eine erwachsene Person bei leichter Aktivität betrachtet werden, siehe Abbildung 5.3-1 im Abschnitt 5.3.3. Die höchste Fraktionelle Deposition in der AI-Region erfolgt bei Partikeln mit Durchmesser von etwa 20 nm (nicht-hygroscopische Partikel) bzw. etwa 7 nm (hygroscopische Partikel, für derartige Partikel beziehen sich die Angaben auf den Durchmesser vor dem Einatmen). Bis zu 50% aller eingeatmeten Partikel werden hier in der AI-Region deponiert, und die übrigen 50% fast komplett bereits in den darüberliegenden Atemwegsabschnitten. D.h. ein zusätzlicher Ladungseffekt kann die Deposition kaum noch erhöhen, sondern speziell in der AI-Region allenfalls verringern (indem die Deposition in den vorhergehenden Abschnitten erhöht wird, und somit weniger Partikel die Lunge erreichen). Dies gilt auch für noch kleinere Partikel: hier fällt die Fraktionelle Deposition in der AI-Region mit sinkendem Durchmesser zwar rapide ab, der Grund dafür ist aber einfach, dass diese Partikel aufgrund ihrer hohen mechanischen Mobilität mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit bereits die Atemwegswände berühren, bevor sie die AI-Region überhaupt erreichen. Ein ähnliches Verhalten zeichnet sich auch bei sehr großen Partikeln ab: hier wird ein (wenn auch weniger hohes) Maximum der Fraktionellen Deposition in der AI-Region von etwa 15% bei 1 µm (nicht-

hygroskopisch) bzw. von etwa 30% bei 800 nm (hygroskopisch) erreicht, darüber kommt es ebenfalls zu einem rapiden Abfall der Fraktionellen Deposition speziell in der AI-Region, während die Summe über die Fraktionellen Depositionen aller Atemwegsabschnitte spätestens bei 2 µm praktisch 100% erreicht (hier findet der Hauptteil der Deposition im Bereich Mund, Nase und Kehlkopf statt).

Dies schränkt effektiv das Fenster für eine potentiell signifikante zusätzliche Ladungs-induzierte Deposition, welche gegebenenfalls auch bei eher niedrigen Partikelladungen bereits relevant ist, auf den Bereich zwischen etwa 20 nm und 2 µm (nicht-hygroskopisch) bzw. 10 nm und 1 µm (hygroskopisch) ein. Vor allem der Bereich um 300 nm (nicht-hygroskopisch) bzw. 100 nm (hygroskopisch) ist von Interesse: hier erreicht die Fraktionelle Deposition in der AI-Region regulär ein Minimum von nur etwa 10%, und auch die Summe der Fraktionellen Deposition aller Atemwegsabschnitte liegt nur bei etwa 20-30% (die übrigen Partikel werden wieder ausgeatmet), hier könnten potentiell signifikante Steigerungen erfolgen.

Bei kleinen und bei großen Partikeln, d.h. auf der einen oder der anderen Seite dieses Minimums, dominieren verschiedene Mechanismen. Bei großen Partikeln wirkt vor allem die aerodynamische Deposition. Hier kann der Depositionsprozess als Resultat von Kraftwirkungen beschrieben werden, welche die Partikel zur Atemwegswand treiben, diesen Kräften steht die Stokessche Reibung entgegen (welche strikt für laminare Flüsse gilt, bei großen Partikeln aber in sehr guter Näherung angenommen werden kann). Die hier wirksamen Kräfte sind die Gravitation und die Trägheit, für beide ist die Stärke proportional zur Partikelmasse; bei geladenen Partikeln kommt die elektrostatische Anziehung zwischen den geladenen Partikeln und einer in der Wand generierten Spiegelladung hinzu. Die elektrostatische Anziehung tritt mit den Massekräften in Konkurrenz: ein mit wachsender Masse immer größer werdender Teil der Partikel würde auch im ungeladenen Zustand die Wand erreichen, ein anderer wird durch die Massekräfte effektiv daran gehindert, aufgrund der elektrostatischen Anziehung zur nächstgelegenen Wand gezogen zu werden (bei Partikeln, welche noch nicht so groß sind, dass sie in jedem Fall eine Wand erreichen). Im Ergebnis ist eine signifikante zusätzliche Ladungswirkung erst ab einer bestimmten minimalen Partikel-Ladungszahl erreichbar, welche mit wachsendem Partikeldurchmesser immer weiter steigt. Dies wird sowohl durch theoretische Studien als auch durch Versuche mit menschlichen Probanden bestätigt, insbesondere die (in diesem Report deshalb ausführlich betrachtete) Experimentalstudie von MELANDRI et al. (1983) ist von hoher Bedeutung. Unter Vernachlässigung der Massekräfte wurde theoretisch eine lineare Abhängigkeit der Ladungs-induzierte Deposition von einem Parameter K erwartet (welcher von Größe und Ladungszahl der betreffenden Partikel abhängt). Experimentell wurde dies bestätigt, allerdings betrug der Proportionalitätsfaktor maximal 40% des erwarteten Faktors, hinzu kommt ein Offset: der Anstieg setzt nicht wie theoretisch erwartet bei $K=0$, sondern erst bei einem kritischen Parameter K_{krit} ein, aus welchem sich die Mindest-Ladungszahl zur Erzeugung eines signifikanten Ladungseffekts ergibt (siehe die Abschnitte 5.6.1 und 5.6.2). Bei den in den Experimenten von MELANDRI et al. (1983) verwendeten Partikelgrößen von 0,3, 0,6 und 1 µm ergeben sich kritische Ladungszahlen von 17, 24 und 31.

Die experimentellen Befunde von MELANDRI et al. (1983) werden auch durch Modellrechnungen gestützt, siehe Abschnitt 5.3.4: KOULLAPIS et al. (2016) ermittelten, dass bei 100-nm-Partikeln und einen Fluss von 15 Litern pro Minute (typisch für eine schlafende Person) die Ladungszahl einen Wert von 9 annehmen muss, um eine um 10 Prozent erhöhte Deposition in der Lunge im Vergleich zur Deposition bei Ladungszahl 0 zu erreichen. Für höhere Flüsse oder größere Partikel wären noch höhere Ladungszahlen erforderlich. MAJID et al. (2012) nahmen an, dass die von MELANDRI et al. (1983) ermittelten Parameter die Deposition in den Lungenbläschen korrekt beschreiben, und extrapolierten die Parameter auf alle übrigen Abschnitte des Atemtrakts. Die unter Nutzung dieser Parameter durchgeführte Modellstudie (unter Annahme derselben Partikelgrößen wie von MELANDRI et al. (1983) verwendet, d.h. 0,3, 0,6 und 1 µm) ergab, dass entgegen der Erwartungen von MELANDRI et al. (1983) die Ladungs-induzierte Deposition nicht praktisch nur in den Lungenbläschen stattfindet: die darüberliegenden Abschnitte filtern geladene Partikel effektiv aus, in der Alveolär-Interstitiellen Region (zu welcher die Lungenbläschen gehören, kann ein zusätzlicher Ladungseffekt die Deposition somit maximal um den Faktor 1,3 steigen. MELANDRI et al. (1983) hatten bei entsprechend hohen Ladungszahlen bis zu doppelt so hohe Steigerungen festgestellt, diese Depositionen müssen damit also zum Großteil in anderen Abschnitten stattgefunden haben, vorausgesetzt, das Modell lieferte realistische Ergebnisse (das Modell überschätzte eventuell den Filtereffekt: es extrapolierte die

Annahmen von MELANDRI et al. (1983) zur Deposition in den Lungenbläschen auf alle übrigen Atemwegsabschnitte, damit setzte das Modell aber in jedem einzelnen Abschnitt zu hohe Depositionswahrscheinlichkeiten an).

Bei kleinen Partikeln dominiert hingegen die thermodynamische Deposition: Partikel diffundieren quer zum Luftstrom; je kleiner die Partikel und je größer damit die Diffusionskoeffizienten, umso höher die Wahrscheinlichkeit des Erreichens der Wand. Die elektrostatische Anziehung wäre in dem Bereich die einzige relevante gerichtete Kraft, die Stärke ist allerdings begrenzt: unterhalb von 100 nm treten Mehrfachbeladungen praktisch kaum auf. Eine wesentliche Studie zu geladenen Partikeln im Bereich der thermodynamischen Deposition ist die Studie von COHEN et al. (1995), welche deshalb in diesem Report ebenfalls umfassend betrachtet wurde. Diese Studie erwartete theoretisch dieselbe Proportionalität der Ladungs-induzierten Deposition zu Partikelladung und -größe und auch zur Transitzeit im Atemwegsabschnitt wie die Studie von MELANDRI et al. (1983). Experimentell erhielten COHEN et al. (1995) allerdings deutlich höhere Proportionalitätsfaktoren als erwartet: eine genaue Quantifizierung war aufgrund der starken Streuung der Ergebnisse hier zwar unsicher, im Mittel lagen die Proportionalitätsfaktoren aber um den Faktor 8 über den Erwartungen (d.h. das Verhältnis der sich aus den Messungen von COHEN et al. (1995) einerseits und von MELANDRI et al. (1983) andererseits ergebenden Proportionalitätsfaktoren lag bei etwa 20, der genaue Wert ist allerdings unsicher, siehe Abschnitt 5.7.3). Das bedeutet auch, dass im Bereich der aerodynamischen Deposition die theoretischen Erwartungen deutlich unterschritten werden, d.h. die theoretischen Erwartungen können für eine (die realen Depositionen allerdings sehr stark überschätzende) Extremwertabschätzung genutzt werden. Im Bereich der thermodynamischen Deposition ist (sofern man die Ergebnisse Studie von COHEN et al. (1995) als allgemeingültig betrachtet, siehe dazu die Diskussion im nächsten Abschnitt) das Gegenteil der Fall, d.h. hier ist das theoretische Verständnis unvollständig und eine Extremwertabschätzung muss somit beim gegenwärtigen Stand auf gemessenen Werten basieren.

Die Studie von COHEN et al. (1995) unterschied sich von der Studie von MELANDRI et al. (1983) allerdings nicht nur hinsichtlich der untersuchten Partikelgrößen (15-95 nm, statt 300 nm bis 1 µm), sondern auch in der Methodik: sie arbeitete nicht mit menschlichen Probanden, sondern simulierte mit Modellröhren die Deposition in der Luftröhre. Die Folgestudie COHEN et al. (1998), welche die Ergebnisse teilweise untermauerte, betrachtete den Komplettabschnitt von der Luftröhre bis zu den Bronchien. Generell ist die Humanstudie von MELANDRI et al. (1983) damit deutlich höher zu bewerten; bei den Studien von COHEN et al. (1995; 1998) ist unsicher, ob sich die Ergebnisse auf die realen Bedingungen im menschlichen Organismus übertragen lassen und ob insbesondere die Extrapolierbarkeit der Ergebnisse auf die Alveolär-Interstitielle Region und damit die Lungenbläschen gegeben ist (es wurde keine Humanstudie gefunden, welche diese Frage direkt untersuchte). Trotzdem lassen die Ergebnisse von COHEN et al. (1995) vermuten, dass die Ergebnisse von MELANDRI et al. (1983) nicht auf kleinere Partikel extrapolierbar sind.

Numerische Modellstudien, wie sie oben (und detailliert im Abschnitt 5.3.4) beschrieben wurden, können zur Klärung nur bedingt beitragen: sie nutzen den Lagrange-Formalismus, welcher die Bewegung durch den Atemtrakt aus Sicht eines Partikels beschreibt, welches sich unter dem Einfluss von Kraftfeldern bewegt (Gravitation, Trägheit und Elektrostatik sowie die entgegenwirkende Stokessche Reibung). Diese Modelle bilden damit die statistische Bewegung durch Diffusion und Turbulenz nicht ab. Nach Einschätzung von COHEN et al. (1995) bilden Turbulenzen die Hauptursache für das deutliche Überschreiten der theoretischen Erwartungen zur Deposition (diese Erwartungen gingen von laminaren Flussbedingungen aus).

Wenn man methodische Probleme einer der genannten Studien ausschließt, lassen sich die Studien von COHEN et al. (1995; 1998) und MELANDRI et al. (1983) ggf. unter der Annahme in Übereinstimmung bringen, dass die Ladung einen überproportional hohen Einfluss auf die thermodynamische Deposition ausübt, welche bei großen Partikeln nur noch eine untergeordnete Rolle spielt, siehe Abschnitt 5.7.3. Dies ist ein wesentlicher Ansatzpunkt für weitere Forschungen.

Die in diesem Report vorgenommene Abschätzungen, welche zum Teil auf eher Extremannahmen beruhten, ergaben, dass eine Ladungs-induzierte Deposition windabwärts einer Hochspannungsleitung weder die Gesamtanzahl noch die Gesamtmasse aller deponierten Partikel dramatisch erhöhen kann (die

ermittelten Erhöhungen lagen bei etwa einem Zehntel oder weniger, d.h. in der Praxis ergeben sich wesentlich höhere Variationen der deponierten Gesamtzahl oder -masse aufgrund der variablen Partikelkonzentration in der Luft). Bei typischen Partikelgrößenverteilungen handelt es sich bei etwa Hälfte aller deponierten Partikel, sowohl in den Atemwegen im Allgemeinen als auch in den Lungenbläschen im Besonderen, um Partikel kleiner als 25 nm (siehe Abbildung 5.7-7 im Abschnitt 5.7.5). Die Deposition von Partikeln dieser Größe kann jedoch, wie oben festgestellt, durch eine zusätzliche Ladungswirkung kaum noch erhöht werden. Umgekehrt entfallen mehr als 50% des deponierten Partikelvolumens (auch wieder sowohl in den Atemwegen im Allgemeinen als auch in den Lungenbläschen im Besonderen) auf Partikel größer als 1 µm; da die Partikeldichten nicht dramatisch variieren, gilt dies dann auch für die deponierte Partikelmasse. Bei Partikeln im Mikrometerbereich kann ein zusätzlicher Ladungseffekt zwar durchaus für eine signifikante Erhöhung der Deposition sorgen, allerdings erst bei sehr hohen Ladungszahlen, welche windabwärts von Hochspannungsleitungen nicht auftreten. Die erforderliche Mindestladung für das Auftreten eines signifikanten zusätzlichen Ladungseffekts auf die Deposition steigt mit wachsendem Partikeldurchmesser. Laut den hier vorgenommenen Abschätzungen nähern sich die windabwärts von Hochspannungsleitungen erreichbaren mittleren Ladungszahlen mit wachsendem Partikeldurchmesser zwar immer weiter diesen nötigen Mindestladungen an, sie liegen aber selbst bei angenommenen sehr hohen Durchmessern von 10 µm noch leicht darunter (Partikel dieser Größe lagern sich, sofern sie überhaupt eingeatmet werden, praktisch komplett im Bereich von Mund und Nase ab).

Erst die teils extrem hohen (4- bis 5-stelligen) Ladungszahlen, welche in Inhalatoren erzeugt werden, erzeugen eine (in diesem Fall gewünschte) signifikante zusätzliche Deposition von Partikelmasse: Hochaufgeladene Partikel im Mikrometerbereich dienen hier als Träger von Medikamenten. Bei extrem hohen Ladungszahlen und bei gleichzeitig hohen Partikelkonzentrationen kommt zur obenerwähnten anziehenden Wirkung der Spiegelladung (welche auf individuelle Partikel wirkt und somit auch in einem Gemisch positiver und negativer Partikel wirksam ist) noch die Wirkung der gegenseitigen Coulombschen Abstoßung der einseitig geladenen Partikel hinzu, auch diese treibt die geladenen Partikel in Richtung Wand. Zu dieser Methode der Medikamenteneinbringung in die Lunge existieren zahlreiche theoretische und experimentelle Studien, im Fokus steht hier die optimale Kombination von Größe, Masse, Ladung und Konzentration der Partikel, um die Medikamente tatsächlich zu einem Großteil in den gewünschten Zielbereich einzubringen. Diese Studien belegen die Notwendigkeit sehr hoher Ladungszahlen für einen signifikanten Effekt.

Mehrere Studien mit verschiedenen Ansätzen stellten übereinstimmend fest, dass die Umstände in der Umgebung von Hochspannungsleitungen (elektrische und magnetische Felder, um Größenordnungen erhöhte Ionenkonzentrationen) praktisch keinen Einfluss auf Partikelbildung und -wachstum haben; die entstehenden Ionen lagern sich an vorhandene Partikel an. Selbst wenn man annimmt, dass die zusätzliche Ladung zu einer signifikant erhöhten Deposition dieser Partikel in Lunge und Atemtrakt führt, ist somit letztendlich die physikalische, chemische und ggf. auch biologische Zusammensetzung der bestehenden Partikel ausschlaggebend dafür, welche gesundheitliche Wirkung eine derartige zusätzliche Deposition entfaltet, wenn überhaupt. Die möglichen Depositionserhöhungen windabwärts von Hochspannungsleitungen müssen somit kontrastiert werden mit den Erhöhungen, welche sich bei Aufenthalt in der Nähe einer Partikelquelle und somit in stark Schadstoff-haltiger Luft ergeben (Straßenverkehr, Industrie etc. In einer derartigen Luft kann an bestimmten Standorten ein zusätzlicher Ladungs-Effekt die Deposition theoretisch nochmals erhöhen, allerdings wurde in den Abschätzungen vernachlässigt, dass eine Anlagerung von Ionen an Partikel gleichzeitig die Zahl der noch vorhandenen Ionen vermindert. D.h. in einer besonders Partikel-reichen Luft würde sich eine begrenzte Anzahl Ionen auf eine große Zahl von Partikeln aufteilen, was dann auch wieder die erreichbaren Partikel-Ladungszahlen begrenzt). Wie oben festgestellt, sollte sich selbst bei ungünstigen Situationen windabwärts von Hochspannungsleitungen weder die Gesamtzahl noch die Gesamtmasse der deponierten Partikel dramatisch erhöhen. Im mittleren Größenbereich (etwa zwischen 20 nm und 1 µm) ist eine signifikante Depositionserhöhung (etwa eine Verdopplung) in Extremfällen ggf. denkbar (diese Annahme hängt stark von der Interpretation der Ergebnisse der Studien von COHEN et al. (1995) mit plastischen Modellen ab, siehe Abschnitt 5.7.4. Humanstudien unterstützen diese Annahmen bislang nicht, sie wurden nur mit

größeren Partikeln durchgeführt). Damit müssten dann aber Partikel dieser Größe ein besonderes Gefahrenpotential besitzen, um eine Kausalverbindung zwischen dieser Deposition und zum Beispiel einer erhöhten Prävalenz bestimmter Krankheiten bei Personen, welche sich häufiger in der Nähe von Hochspannungsleitungen aufhalten, herzustellen. Untersuchungen in dieser Richtung liegen außerhalb der Zielrichtung dieses Reports.

Auch wegen dieser Einschränkungen wurden durch verschiedene Autoren andere Ansätze für Kausalverbindungen zwischen Hochspannungsleitungen und Krankheits-Prävalenzen vorgeschlagen. In diesem Report wurden nur Ansätze betrachtet, bei welchen Ionen oder geladene Partikel eine instrumentale Rolle spielen; eventuelle direkte Wirkungen der primären elektromagnetischen Felder wurden nicht betrachtet. Eine Zusammenfassung dieser Ansätze erfolgte im Abschnitt 5.2. Einige Studien untersuchten die Möglichkeit, dass die elektrischen Felder in Leitungsnähe für eine erhöhte Deposition geladener Partikel auf der Haut oder speziell im Mund- und Nasenbereich sorgen; besonders Partikel, an welche sich Radon-Folgeprodukte anlagern, gerieten in den Fokus (diese sind von Natur aus überwiegend einfach geladen). Signifikante Effekte sind aber, wenn überhaupt, nur bei praktischen Daueraufenthalt unter einer Hochspannungsleitung zu erwarten. Einige Studien ermittelten experimentell eine erhöhte Konzentration von Radon-Folgeprodukten in der Umgebung von Hochspannungsleitungen, entweder in der Luft oder an der Vegetation. Auch andere Schadstoffe traten in der Leitungsumgebung überproportional entweder an der Vegetation oder an Leitungs-Bauelementen auf, hier ist es jedoch schwierig, eine generelle Bewertung vorzunehmen, ob diese Beobachtungen eine gesundheitliche Relevanz besitzen. Andere Studien betrachteten Fasern (teils speziell Asbest, teils auch natürliche Fasern wie Tierhaare oder Pflanzenfasern). Hier erzielt eine elektrische Ladung deutlich höhere Depositionen im Atemtrakt als bei sphärischen Partikeln gleicher Masse und Ladungszahl. Dieses Gebiet wurde bislang generell wenig untersucht und verdient mehr Aufmerksamkeit, eine Verbindung mit Hochspannungsleitungen wäre aber wohl eher episodischer Natur. Eine etwas exotisch erscheinende Hypothese betrachtet schließlich die sekundären elektrischen Felder, welche durch die mit dem Wind von der Leitung wegbewegten Ionen und geladenen Partikel generiert werden. Hier wurde die Vermutung geäußert, dass die daraus resultierenden fluktuierenden Felder den Biorhythmus von Personen stören könnten.

Insgesamt stützen die vorgenommenen Abschätzungen nicht die Vermutung, dass sich windabwärts von Hochspannungsleitungen (sowohl Gleich- als auch Wechselspannung) aufhaltende Personen einem signifikant erhöhten Gesundheitsrisiko aufgrund der Ladungs-induzierten Erhöhung der Deposition sphärischer Partikel in Lunge und Atemtrakt ausgesetzt sind. Andere im Leben der meisten Menschen regelmäßig auftretende Einflüsse, zum Beispiel ein zeitweiliger Aufenthalt nahe einer Hauptstraße, führen aufgrund der höheren Partikelkonzentration zu einer wesentlich stärkeren Überhöhung der Partikeldeposition als ein Aufenthalt windabwärts einer Hochspannungsleitung. Auch die in diesem Report betrachteten alternativen Ansätze zur Postulierung von Gesundheitsgefahren in der Umgebung von Hochspannungsleitungen (es wurden nur Ansätze betrachtet, bei welchen Ionen oder geladene Partikel eine Rolle spielen) ergeben nach gegenwärtigem Stand kaum ein signifikant erhöhtes Gesundheitsrisiko; in einigen Bereichen besteht noch Forschungsbedarf.

5.9.2 Weiterer Forschungsbedarf

In diesem Kapitel wurden zwei Studien umfassend betrachtet: die Humanstudie von MELANDRI et al. (1983) und die Röhren-Experimente von COHEN et al. (1995). Beide Studien bilden auch Jahrzehnte später noch die wesentlichen Meilensteine bei der Untersuchung der Deposition geladener Partikel bei moderater Ladungszahlen, wie man sie im Umfeld von Hochspannungsleitungen erwarten würde, wesentliche Erweiterungen erfolgten danach bislang nicht (siehe zum Beispiel den Review des britischen National Radiological Protection Board, NRPB 2004). Aufgrund ihrer hohen grundsätzlichen Bedeutung verdienen beide Studien eine Wiederholung. Ein Schwerpunkt sollte dabei auf der Nutzung verschiedener Partikelgrößen liegen, so dass mit derselben Experimentieranordnung sowohl Bereiche mit Dominanz der thermodynamischen als auch der aerodynamischen Deposition abgedeckt werden. Vor allem die Ladungsdeposition kleiner Partikel (etwa 10-100 nm), bei welchen die thermodynamische Deposition dominiert, erscheint sowohl theoretisch schwierig fassbar als auch experimentell wenig untersucht, vor

allen fehlen Humanstudien in diesem Bereich. Die Experimentalstudien von COHEN et al. (1995; 1998) mit plastischen Modellen deuten darauf hin, dass theoretische Erwartungen hinsichtlich der Ladungs-induzierten Deposition deutlich übertroffen werden.

Die Ergebnisse der Experimente von MELANDRI et al. (1983) enthielten insofern eine Unsicherheit, als dass die Ladungszahlen der für die Referenzmessung genutzten „ungeladenen“ Partikel nicht experimentell bestimmt wurden. Es bestehen zwar gute Gründe zur Annahme, dass die Ladungszahlen der Referenz-Partikel nicht über 2-3 Ladungen hinausgingen, dies entspricht etwa den Gleichgewichtserwartungen für Partikeln dieser Größe bei symmetrischer Ladungsverteilung und liegt deutlich unter den Ladungen der in den Experimenten verwendeten speziell geladenen Partikel. Falls diese Annahme aber nicht zutraf und auch die Referenz-Partikel während ihrer Erzeugung deutlich höhere Ladungen aufnahmen, würde dies zu einer Unterschätzung des zusätzlichen Ladungs-Effekts auf die Deposition führen. Dieser Punkt sollte in einem Nachfolge-Experiment somit besser kontrolliert werden. Eine andere Erweiterungsmöglichkeit der Experimente von MELANDRI et al. (1983) wäre die Verlängerung der Transitzeit, d.h. der Zeit zwischen Ein- und Ausatmen: MELANDRI et al. (1983) arbeiteten mit Transitzeiten von 2 Sekunden (dies entspricht etwa der Obergrenze in normalen menschlichen Atemzyklen). Je länger die Transitzeit, umso stärker die Ladungs-induzierte Zusatz-Deposition.

Von besonderer Bedeutung wäre aber eine Wiederholung der Experimente von COHEN et al. (1995). Dies sollte insgesamt einfacher umsetzbar sein: es wurde einfach die Deposition in Metallröhren gemessen, d.h. sämtliche Implikationen, welche mit Experimenten mit menschlichen Probanden verbunden sind, entfallen. Die Deposition in der Luftröhre, welche durch COHEN et al. (1995) simuliert wurde, ist in absoluten Zahlen von sehr geringer Bedeutung, verglichen mit der Deposition in anderen Abschnitten des Atemtrakts. Wesentlich wäre, neben der Einbeziehung größerer Partikel (bei welchen die aerodynamische anstelle der thermodynamischen Deposition dominiert; damit wäre auch ein Direktvergleich mit den Ergebnissen von MELANDRI et al. (1983), welche mit derartigen Partikeln arbeiteten, möglich), hier deshalb vor allem auch die Erweiterung auf Röhren mit kleinerem Durchmesser. Damit kann die Deposition nicht nur in der Luftröhre, sondern auch in den engeren Bronchien und Bronchiolen zu simulieren. Denn es ist von fundamentalem Interesse, ob die Deposition geladener Partikel die theoretischen Erwartungen auch noch in engeren Atemwegsabschnitte deutlich übersteigt und diese Überhöhung somit auch für die Lungenbläschen relevant wäre.

Die Studien von MELANDRI et al. (1983) und COHEN et al. (1995) sowie auch insgesamt die meisten in diesem Kapitel vorgestellten Studien betrafen die Deposition geladener sphärischer Partikel im Atemtrakt. Es bestehen aber noch weitere Hypothesen zu möglichen gesundheitlichen Wirkungen geladener Partikel, und hier wurde ebenfalls Forschungsbedarf identifiziert. Das Thema geladener Fasern wurde im Abschnitt 5.2.3 und in der Zusammenfassung 5.9.1 erwähnt. Ein Zusammenhang mit Hochspannungsleitungen besteht hier zwar wohl nur unter sehr speziellen Bedingungen (genau wie bei sphärischen Partikeln müssten auch hier die Fasern bereits in der Luft vorhanden sein, sie würden in der Leitungsumgebung lediglich Ladungen aufnehmen). Wie GORNY et al. (2018) in einem Review feststellten, wurde das Thema geladener Fasern, vom Spezialfall Asbest ggf. abgesehen, bisher allerdings generell wenig untersucht. Der Depositions-erhöhende Effekt der Ladung ist bei Fasern höher als bei sphärischen Partikeln der gleichen Masse und Ladungszahl.

Eine weitere mögliche gesundheitsrelevante Wirkung von Hochspannungsleitungen kann darin bestehen, dass geladene Partikel im Allgemeinen, und somit auch geladene Schadstoffe, durch die Wirkung der elektrischen Felder an stark konvexen Oberflächen in Leitungsnähe akkumuliert werden (vor allem Baumnadeln bieten sich an, aber auch der Kopfbereich von Personen stellt eine konvexe Oberfläche dar). Es existieren mehrere einschlägige Studien, welche derartige Ablagerungen nachwiesen, siehe Abschnitte 5.2.4 und 5.2.5. Vor allem Partikel, welche Radon-Folgeprodukte enthalten, sind in diesem Zusammenhang von Interesse: sie sind von Natur aus überproportional häufig geladen und unterliegen damit diesen Ablagerungsprozessen. Die Radioaktivität erleichtert zum einen den Nachweis, kann zum anderen aber auch bedeuten, dass bereits vergleichsweise niedrige Konzentrationen (im Vergleich zu anderen Schadstoffen) potentiell schädlich sein können. Es existieren auch Studien, welche in der Umgebung von

Hochspannungsleitungen erhöhte Konzentrationen von Radon-Folgeprodukten nicht nur an Oberflächen, sondern auch in der Luft fanden (sowohl im Freien als auch in Gebäuden), der Befund muss jedoch momentan als isoliert betrachtet werden und die Ursache ist unklar. Wesentlich ist auch, dass sich derartige Studien bisher auf Wechselspannungsleitungen konzentrierten, im Umfeld von Gleichspannungsleitungen werden jedoch höhere Ablagerungen erwartet.

Die im Abschnitt 5.2.6 vorgestellte Hypothese von FEWS et al. (2002) und HENSHAW, WARD & MATTHEWS (2008) zur gesundheitlichen Wirkung sekundärer elektrischer Felder (welche durch die Bewegung von Ionenwolken mit dem Wind erzeugt werden) erscheint momentan wenig belegt, hier wird kein direkter Ansatzpunkt für weitere Forschungen gesehen (die Hypothese beruht auf der Annahme, dass bereits sehr niedrige elektrische Feldstärken gesundheitlich wirksam sein können, dieses Thema betrifft geladene Partikel nicht mehr unmittelbar).

6 Epidemiologische Studien zu Hochspannungsleitungen

6.1 Einführung

6.1.1 Kinderleukämie

Dieses Kapitel soll kurz die Erkenntnisse zu Krankheitshäufigkeiten in der Umgebung von Hochspannungsleitungen zusammenfassen, und hier speziell die Frage adressieren, ob sich aus den Ergebnissen einschlägiger Studien Rückschlüsse auf die Kausalität ergeben, und welche weitere Forschungsfelder sich hier eventuell ergeben.

Untersuchungen zu Krankheitshäufigkeiten in der Umgebung von Hochspannungsleitungen konzentrierten sich vor allem auf Kinderleukämie und erbrachten hier einige Positivbefunde. Für andere Krankheiten wurden nur durch wenige Publikationen Häufungen in der Umgebung von Hochspannungsleitungen vorgeschlagen, bzw. es ergaben sich klare Negativbefunde. Deshalb soll sich dieses Kapitel auf Kinderleukämie konzentrieren.

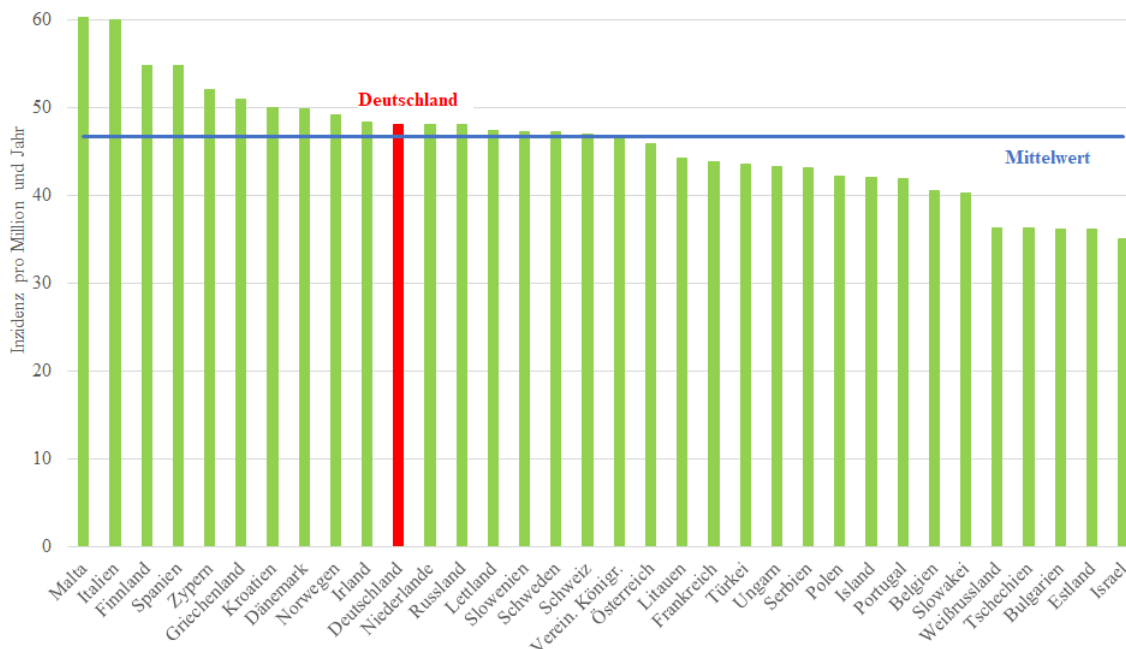


Abbildung 6.1-1: Inzidenzrate für Kinderleukämie (Fälle pro Million Personen in der Altersgruppe 0-15 Jahre und pro Jahr) in verschiedenen Ländern der europäischen Region im Jahr 2000. Datenquelle: WHO EUROPE 2009.

Leukämie im Kindesalter ist insgesamt eine vergleichsweise seltene Krankheit: weltweit werden etwa 49.000 Neuerkrankungen pro Jahr gemeldet, in Deutschland sind es ca. 600 Fälle pro Jahr (FEMU 2013). Leukämie ist dennoch die häufigste Krebserkrankung bei Kindern. In den Industrieländern im Allgemeinen, und auch in Deutschland, entfallen etwa 30% aller Krebsfälle bei Kindern und Jugendlichen auf Leukämie (DKKR 2019; WHO EUROPE 2009).

Abbildung 6.1-1 zeigt die Inzidenzrate für Kinderleukämie (Fälle pro Million Personen in der Altersgruppe 0-15 Jahre und pro Jahr) in verschiedenen Ländern der europäischen Region (nach Definition der Weltgesundheitsorganisation WHO) im Jahr 2000 (WHO EUROPE 2009). Die blaue Linie zeigt den Durchschnittswert. Die durchschnittliche Inzidenzrate in Europa lag bei etwa 46,7 Fällen pro Jahr und Million Personen in der Altersgruppe 0-15 Jahre. In den Ländern der europäischen Region, von welchen Daten vorlagen, war die Inzidenz am höchsten in Malta und Italien mit etwa 60 Fällen pro Million und Jahr, am niedrigsten in Israel mit nur etwa 35 Fällen pro Million und Jahr, gefolgt von Estland, Bulgarien, der Tschechischen Republik und Weißrussland mit etwa 36 Fällen pro Million und Jahr. Das von der Tschernobyl-Katastrophe stark betroffene Weißrussland gehört demnach somit zu den europäischen Ländern mit der niedrigsten Inzidenz! Deutschland lag mit 48,3 Fällen pro Million und Jahr knapp über dem Durchschnitt. Generell liegt die Inzidenz in Westeuropa höher als in Osteuropa. Sofern für die beobachtete

geographische Verteilung keine Unterschiede in der Effizienz des Meldesystems oder auch in der Krankheitsdiagnose verantwortlich sind (was nicht ausgeschlossen werden kann, s.u.), scheint dieser Befund die These zu stützen, dass Kinderleukämie eher eine "Wohlstandskrankheit" ist (s.u.).

Einige der im Folgenden diskutierten Studien betrachteten lediglich Kinderleukämie insgesamt, andere unterteilten hingegen die Leukämie-Diagnosen in weitere Subgruppen, oder beschränkten die Untersuchung überhaupt auf den mit Abstand häufigsten Kinderleukämie-Typ: Lymphatische Leukämie (*Lymphoid Leukaemia*), früher als Akute Lymphatische Leukämie, *Acute Lymphoid Leukaemia*, kurz ALL, bezeichnet. Lymphatische Leukämie ist für etwa drei Viertel aller Leukämieerkrankungen, und für 20-25% aller Krebserkrankungen insgesamt von Kindern, Jugendlichen und jungen Erwachsenen verantwortlich. Die Prognose ist gut: Die Langzeit-Überlebensrate (mindestens 15 Jahre ab Diagnose) liegt z.B. in Deutschland sowie in den USA bei etwa 90%. Andere Leukämie-Arten sind, was Kinder und Jugendliche (nicht jedoch Erwachsene!) betrifft, deutlich seltener, haben aber auch eine schlechtere Prognose (DKKR 2019; LLS 2019).

Bis Mitte der 2000er Jahre nahm die Inzidenzrate in Deutschland jährlich um etwa 0,7% zu. Seitdem sieht man in Deutschland keinen weiteren Anstieg (DKKR 2019). Auch weltweit war in den letzten Jahrzehnten in den meisten Regionen, für welche Daten vorlagen, eher ein Anstieg der Inzidenz von Lymphatische Leukämie, aber auch anderen bei Kindern und Jugendlichen auftretenden Krebsarten sichtbar (LINET et al. 2016). Es bestehen Hinweise, dass dieser Anstieg zumindest zum Teil, wenn nicht sogar vollständig, auf Verbesserungen in der Diagnose oder auch der Effizienz des Meldesystems zurückzuführen sein könnte. Dies gilt gerade auch für Großbritannien, wo die umfangreichsten Studien zum Thema Kinderleukämie um Umfeld von Hochspannungsleitungen durchgeführt wurden (KROLL et al. 2012), siehe auch Abschnitt 6.2.4.

Es würde den Rahmen dieses Kapitels sprengen, auf vermutete Ursachen von Kinderleukämie im Allgemeinen einzugehen. Es sei lediglich auf die Arbeiten von Tim Eden, University of Manchester, Großbritannien, und Mel Greaves, The Institute of Cancer Research, London, Großbritannien, verwiesen (EDEN 2010; GREAVES 2018; SCIENCEDAILY 2018). Diese schlagen eine Kombination aus genetischen und pathogenen Ursachen vor: Bestimmte Gendefekte scheinen eine Rolle zu spielen, die Krankheit bricht jedoch nur bei etwa 1% der Träger dieser Defekte tatsächlich aus. Es bestehen Arbeiten, welche die Ausbruchswahrscheinlichkeit von Kinderleukämie mit der Nähe des Wohnorts bei Geburt und vorhergehender Schwangerschaft mit Emissions-Hotspots verschiedener Schadstoffe in Verbindung bringen (KNOX 2005). Dies ist für Hypothesen von Relevanz, welche die Kausalität in den an Hochspannungsleitungen emittierten Korona-Ionen vermuten, denn diese übertragen ihre Ladung an die in der Luft vorhandenen Partikel und könnten damit deren Depositionswahrscheinlichkeit in Lunge und Atemwegen erhöhen, wie in den Kapiteln 3 und 5 umfassend untersucht. Allerdings beweisen auch die Arbeiten von KNOX (2005) keine Kausalität: der Autor selbst weist zum Beispiel darauf hin, dass Kohlenmonoxid, einer der untersuchten Schadstoffe, letztendlich einen Proxy für Verkehrsaktivitäten im Allgemeinen darstellt, welche ebenfalls statistisch mit Kinderkrebs-Häufungen in Verbindung stehen (KNOX 2006). Generell erscheint das Ausbruchsrisiko überdies umso niedriger, je besser das Immunsystem in gewissem Grad bereits durch Kontakte mit anderen Pathogenen „trainiert“ wurde. Dies wird auch durch die Beobachtung unterstützt, dass die Häufigkeit von Lymphatischer Leukämie mit steigendem sozio-ökonomischen Status und einer Verbesserung der Gesundheitsvorsorge zunimmt (DRAPER et al. 2005; EDEN 2010; KROLL et al. 2011). Es existieren zwar auch gegenteilige Befunde, etwa eine Studie aus Malaysia, allerdings merken hier die Autoren selbst an, dass die auf Befragungen beruhenden Daten zum Familieneinkommen möglicherweise unzuverlässig sind (RAHMAN et al. 2008). Auch die oben erwähnte geographische Verteilung der Inzidenzrate in Europa (Abbildung 6.1-1) passt in dieses Bild. An dieser Stelle muss nochmals betont werden, dass Kinderleukämie insgesamt eine sehr seltene Krankheit ist, und eine Verbesserung der Lebensqualität damit weiterhin prinzipiell positiv zu bewerten ist.

6.1.2 Fall-Kontroll-Studien

Fall-Kontroll-Studien sind die am häufigsten eingesetzte Untersuchungsmethode, um einen möglichen Zusammenhang zwischen der Häufigkeit bestimmter Erkrankungen und der Nähe des Wohn- oder Geburtsortes zu Hochspannungsleitungen zu ermitteln. Hierbei wird wie folgt vorgegangen:

- Es wird eine Liste von Fällen zusammengestellt. Beispiel: In der im Abschnitt 6.2.1 im Detail diskutierten ersten derartigen Studie (WERTHEIMER & LEEPER 1979) dienten als Fälle Personen, welche zwischen 1946 und 1973 im *Greater Denver Area*, Colorado, lebten und hier zwischen 1950 und 1973 vor ihrem 19. Geburtstag an Krebs starben.
- Zu jedem Fall wird mindestens eine Kontrolle gesucht. WERTHEIMER & LEEPER (1979), aber auch die im Abschnitt 6.2.3 vorgestellte Studie von DRAPER et al. (2005) arbeiteten mit genau einer Kontrolle pro Fall, die im Abschnitt 6.2.7 vorgestellte französische Studie von SERMAGE-FAURE et al. (2013) hingegen mit 10 Kontrollen je Fall. In der Art und Weise der Auswahl der Kontrollen variieren die Studien teilweise beträchtlich. Üblicherweise werden Personen ausgewählt, deren Geburt zeitlich dicht zur Geburt des jeweiligen Falls stattfand (eventuelle Zwillinge der Fälle werden dabei aber in der Regel übergangen), und welche zudem bestimmte weitere Kriterien erfüllen. Üblicherweise wird gefordert, dass die Geschlechter von Fall und Kontrolle übereinstimmen. Unterschiede bestehen aber dahingehend, in wie weit auch die Adressen entweder bei Geburt oder auch bei „Diagnose“ oder „Tod“ sich in geographischer Nähe zueinander befinden sollten (im Fall der Kontrollen ist die Adresse bei „Diagnose“ bzw. „Tod“ die Adresse zu dem Zeitpunkt, zu welchem beim zugehörigen Fall die Krankheitsdiagnose erfolgte oder der Fall starb). WERTHEIMER & LEEPER (1979) suchten zunächst die im *Greater Denver Area* geborene Person mit dem zeitlich nächstgelegenen Geburtsdatum heraus. Falls zu dieser Kontrolle keine detaillierten Informationen hinsichtlich späterer Wohnorte herausgefunden werden konnten, wurde stattdessen eine Kontrolle gewählt, welche lediglich irgendwo im Staat Colorado in zeitlicher Nähe zum Fall geboren wurde und zu welcher die benötigten Informationen vorlagen. Die großen britischen Studien (DRAPER et al. 2005; BUNCH et al. 2014a) arbeiteten generell mit nah beieinanderliegenden Geburtsorten. In anderen Studien war örtliche Nähe hingegen kein Kriterium, oder die jeweiligen Orte mussten in dieselbe Kategorie passen, etwa ähnliche Größe, ähnliches durchschnittliches Einkommensniveau etc. So ging u.a. die französische Großstudie vor (SERMAGE-FAURE et al. 2013).
- Nun wird analysiert, wie viele Fälle und wie viele Kontrollen in einem bestimmten angenommenen Risikobereich sowie in einem Referenzbereich geboren wurden oder lebten bzw. leben. Risiko- und Referenzbereiche können hier zum Beispiel durch den Abstand zur nächstgelegenen Hochspannungsleitung definiert werden: DRAPER et al. (2005) arbeiteten mit den angenommenen Risikobereichen 0-49 m, 50-99 m, 100-199 m, 200-299 m, 300-399 m, 400-499 m und 500-599 m, und dem Referenzbereich ≥ 600 m. Andere Studien verwendeten anstatt der Entfernung das durchschnittliche Magnetfeld, welches an der jeweiligen Adresse entweder gemessen wurde oder laut Berechnungen herrschen sollte. Die Berechnung beruht dabei auf der Entfernung zu den nächsten Hochspannungsleitungen und diversen Daten zu diesen Leitungen.

Die Ergebnisse werden typischerweise entweder als Relatives Risiko oder als Chancenverhältnis bezeichnet. Diese Größen wiederum ergeben sich aus den Wahrscheinlichkeiten P_{Risiko} bzw. P_{Ref} für ein im Risiko- oder Referenzbereich lebendes oder geborenes Subjekt, zu einem Fall zu werden (hier: an Kinderleukämie zu erkranken):

$$P_{\text{Risiko}} = \frac{\text{Fälle im Risikobereich}}{\text{Subjekte im Risikobereich}} \quad (6.1-1)$$

und

$$P_{\text{Ref}} = \frac{\text{Fälle im Referenzbereich}}{\text{Subjekte im Referenzbereich}} \quad (6.1-2)$$

Relatives Risiko und Chancenverhältnis sind dann wie folgt definiert:

- Das Relative Risiko (*relative risk*, *RR*) ist das Verhältnis der beiden Wahrscheinlichkeiten P_{Risiko} und P_{Ref} :

$$\frac{P_{\text{Risiko}}}{P_{\text{Ref}}} = \frac{\text{Fälle im Risikobereich}}{\text{Fälle im Ref.bereich}} \times \frac{\text{Subjekte im Ref.bereich}}{\text{Subjekte im Risikobereich}} \quad (6.1-3)$$

- Das Chancenverhältnis (*odds ratio*, *OR*) ist das Verhältnis der Chancen der Erkrankung in beiden Bereichen. Die Chance wiederum ist das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit, an einer bestimmten Krankheit zu leiden, zur Wahrscheinlichkeit, daran nicht zu leiden.

$$OR = \frac{P_{Risiko}}{P_{Ref}} \times \frac{1-P_{Ref}}{1-P_{Risiko}} = \frac{\text{Fälle im Risikobereich}}{\text{Fälle im Ref.bereich}} \times \frac{\text{Nichtfälle im Ref.bereich}}{\text{Nichtfälle im Risikobereich}} \quad (6.1-4)$$

Bei seltenen Krankheiten, wie im Fall von Krebserkrankungen bei Kindern, liegt die Zahl der Nichtfälle, und damit der Subjekte insgesamt, sowohl im Risiko- als auch im Referenzbereich deutlich über der Zahl der Fälle. Die Werte von *RR* und *OR* sind damit praktisch ununterscheidbar. Die Studienautoren gehen üblicherweise davon aus, dass die von ihnen verwendeten Listen der Fälle für einen bestimmten geographischen Bereich praktisch vollständig sind (sie wurden in der Regel einem zentralen Krebsregister entnommen). Die Listen der Kontrollen hingegen sind notwendigerweise nur Stichproben aus der tatsächlichen Anzahl von Nichtfällen bzw. Subjekten im selben Bereich. Die weitere Analyse geht davon aus, dass diese Stichproben repräsentativ sind, d.h. das Verhältnis der Anzahl von Kontrollen im Risiko- und im Referenzbereich entspricht dem Verhältnis der Anzahl Nichtfälle bzw. Subjekte in beiden Bereichen. Damit ergibt sich

$$RR \cong OR \cong \frac{\text{Fälle im Risikobereich}}{\text{Fälle im Ref.bereich}} \times \frac{\text{Kontrollen im Ref.bereich}}{\text{Kontrollen im Risikobereich}} \quad (6.1-5)$$

Während einige Autoren der in den folgenden Abschnitten diskutierten Studien die Bezeichnung Relatives Risiko (*RR*) bevorzugten, nutzten andere die Bezeichnung Chancenverhältnis (*OR*), die Methode der Ermittlung ist jedoch identisch. Formal wäre es korrekt, immer dann vom Chancenverhältnis (*OR*) zu sprechen, wenn durch entsprechende Checks sichergestellt wurde, dass eine gewählte Kontrolle nach vorliegenden Informationen nicht zufällig ebenfalls im Krebsregister als Fall auftaucht, und vom Relativen Risiko (*RR*), wenn dieser Check nicht durchgeführt wurde. Einige Studien verwendeten dennoch den jeweils anderen Begriff. In diesem Kapitel wird im Folgenden die Bezeichnung Relatives Risiko (*RR*) bevorzugt.

In der Praxis wird durch Variation der Anzahl Fälle und Kontrollen ein Set von *RR*-Werten gebildet und aus diesen der wahrscheinlichste Wert sowie der 95%-Vertrauensbereich (*confidence level*, *CL*, oder *confidence interval*, *CI*) berechnet. Dieser Vertrauensbereich bildet den durch einen minimalen und einen maximalen *RR*-Wert abgegrenzten Bereich, in welchem sich der tatsächliche Wert mit 95%iger Wahrscheinlichkeit finden sollte. Je breiter der Vertrauensbereich, umso unsicherer ist der gefundene Wert demnach.

Offensichtlich sind die *RR*-Werte umso anfälliger gegen Ausreißer, je geringer die Anzahl Fälle und Kontrollen im Risikobereich sind. Der Bereich mit dem angenommenen höchsten Risiko (zum Beispiel Wohnadressen mit der geringsten Entfernung zu Hochspannungsleitungen) ist damit in der Regel auch der fehleranfälligste Bereich, so dass vor allem bei isolierten Treffern (Relatives Risiko deutlich größer als 1 nur in diesem und nicht auch im angrenzenden Risikobereich) ein Ausreißer nicht auszuschließen ist. Zudem ist auch ein Auswahlereffekt möglich: die Ergebnisse von Studien, welche einen Treffer erzielten, werden häufiger publiziert als die Ergebnisse von Studien ohne Treffer.

Generell sagt das Relative Risiko, wie aus Gleichung (6.1-3) zu erkennen, Folgendes aus:

- Ein unendlich großer Wert würde bedeuten, dass die Krankheit ausschließlich bei im Risikobereich lebenden Personen auftritt. Ein unendlich großes Chancenverhältnis *OR* tritt laut Gleichung (6.1-4) zudem auch dann ein, wenn jede im Risikobereich lebende Person von der Krankheit betroffen ist. In dem Fall wäre die Krankheit allerdings zumindest im Risikobereich nicht mehr selten, und die Werte von *RR* und *OR* können somit deutlich voneinander abweichen. *RR* bliebe endlich, sofern die Krankheit generell auch im Referenzbereich auftreten kann.
- Ein Wert größer 1 bedeutet ein höheres Erkrankungsrisiko im Risiko- als im Referenzbereich. Ein Wert von *RR*=2 würde konkret eine Verdopplung der Wahrscheinlichkeit bedeuten (*OR* nimmt bei *RR*>1 höhere Zahlenwerte an als *RR*).

- Ein Neutralwert von 1 bedeutet, dass die Wahrscheinlichkeiten der Erkrankung im „Risiko“- und im Referenzbereich identisch sind, d.h. das angenommene „Risiko“ hat augenscheinlich keinen Einfluss darauf, ob die Krankheit ausbricht oder nicht (im Fall $RR=1$ gilt stets auch $OR=1$ und umgekehrt).
- Ein Wert kleiner 1 bedeutet ein geringeres Erkrankungsrisiko im „Risiko“- als im Referenzbereich, d.h. das angenommene „Risiko“ schützt augenscheinlich sogar vor der Erkrankung. Ein Wert von $RR=0,5$ würde eine Halbierung der Wahrscheinlichkeit bedeuten (OR nimmt bei $RR<1$ niedrigere Zahlenwerte an als RR).
- Ein Wert von Null würde bedeuten, dass die Krankheit ausschließlich im Referenzbereich auftritt, d.h. das angenommene „Risiko“ bietet augenscheinlich perfekten Schutz vor der Krankheit. Ein Chancenverhältnis OR von Null tritt laut Gleichung (6.1-4) zudem auch dann ein, wenn jede im Referenzbereich lebende Person von der Krankheit betroffen ist; RR bliebe größer als Null, sofern die Krankheit generell auch im „Risiko“-Bereich auftreten kann.

Ein RR deutlich größer oder auch kleiner als 1 bedeutet nicht notwendigerweise Kausalität. Zum einen können die Werte einfach auf Ausreißer zurückzuführen sein. Ein weiteres relevantes Thema für Fall-Kontroll-Studien sind Störfaktoren (*confounder*), welche Kausalität vortäuschen. So wurde zum Beispiel vorgeschlagen, dass ein angeblich erhöhtes Krebsrisiko im Umfeld von Hochspannungsleitungen darauf zurückzuführen sein könnte, dass Wohnungen in der Umgebung dieser Leitungen überproportional häufig von sozial schwächeren Familien bewohnt werden, oder dass sich häufiger auch verkehrsreiche Hauptstraßen in der Nähe befinden (weil die Leitungen bevorzugt in deren Nähe errichtet wurden). Mehrere Studien führten entsprechende Überprüfungen durch; im Abschnitt 6.2.8 wird darauf eingegangen.

6.2 Studien

6.2.1 WERTHEIMER & LEEPER (1979): Colorado

Als erste Fall-Kontroll-Studie, welche eine Häufung von Krebserkrankungen bei Kindern und Jugendlichen in der Umgebung von Hochspannungsleitungen feststellte, gilt eine 1979 publizierte Studie des Colorado Medical Center, Denver, USA (WERTHEIMER & LEEPER 1979). Die genutzte Methodik der Auswahl der Kontrollen wurde bereits in Abschnitt 6.1.2 beschrieben. Als Risikofaktoren wurden Hochspannungsleitungen und zugehörige Installationen angenommen, wobei die genaue Entfernung variierte: Zu Umspannwerken wurde eine Entfernung von 150 Metern genutzt (d.h. alle Fälle und Kontrollen welche weniger als 150 Meter entfernt lebten, wurden als im Risikobereich lebend eingestuft). Zu 13-kV-Hauptleitungen (welche einen hohen Stromfluss aufweisen) wurde ein Abstand von 40 m genutzt, zu Hochspannungs-Nebenleitungen (mit geringerem Stromfluss) 20 m, zu Mittelspannungsleitungen 15 m. Diese Ad-Hoc-Definition des Risikobereichs beruhte auf der Annahme, dass letztendlich das Magnetfeld, welches sich um diese Installationen bildet, den eigentlichen Risikofaktor darstellt.

Augenscheinlich lebten Fälle tatsächlich statistisch signifikant häufiger im so definierten Risikobereich als Kontrollen. Die Signifikanz war besonders hoch, wenn selektiv nur diejenigen Fälle und Kontrollen betrachtet wurden, welche wahrscheinlich nie ihren Wohnsitz wechselten: Geburtsadresse und „Sterbeadresse“ waren identisch (bei den Kontrollen ist die „Sterbeadresse“ die Adresse, an welcher sie in dem Moment wohnhaft waren, in dem der zugehörige Fall starb). 44% der Adressen von Fällen, aber nur 20% der Adressen von Kontrollen ohne Wohnsitzwechsel befanden sich im Risikobereich. Wurden nur Fälle und Kontrollen betrachtet, bei denen Geburtsadresse und „Sterbeadresse“ nicht übereinstimmten, war das Verhältnis 32%:20% bzw. 37%:24%, je nachdem, ob die Geburts- oder die „Sterbe“-Adressen untersucht wurden. Auch hier zeigte sich also eine auffallende Häufung bei den Fällen, auch wenn sie geringer ausfiel als bei der Beschränkung auf Fälle und Kontrollen mit (wahrscheinlich) konstantem Wohnsitz. Es sei bemerkt, dass dieser Befund nicht unbedingt bedeutet, dass das Nicht-Wechseln des Wohnorts an sich einen Risikofaktor darstellt. Z. Bsp. steigt die Wahrscheinlichkeit des Wohnsitzwechsels mit dem Alter, die meisten Krebsfälle treten jedoch in sehr jungen Jahren auf. Und auch die Zugehörigkeit der Eltern zu bestimmten sozialen oder Berufsgruppen kann eine Rolle spielen.

Bei Unterteilung in verschiedene Krebsarten (hier: Leukämie, Lymphome, Tumore des Nervensystems und andere Tumore) ergaben sich praktisch in allen Unterkategorien eine größere Wahrscheinlichkeit für Fälle als für Kontrollen, im Risikobereich zu leben (Ausnahme: Kombination „andere Tumore“ und „Sterbeadresse“, hier war die Wahrscheinlichkeit für Fälle und Kontrollen etwa gleich). Die Autoren bemerkten hierzu, dass eine derart breite Assoziation mit unterschiedlichsten Krebsarten ein eher ungewöhnlicher Befund sei, da z.B. ionisierende Strahlung nur bei ganz bestimmten Krebsvarianten eine verstärkende Wirkung zeigt. Andererseits gelang es den Autoren in verschiedenen Überprüfungen nicht, eine andere Erklärung für die beobachteten Zusammenhänge zu finden: weder im Hinblick auf die Wohnortlage (urban versus suburban, oder die Nähe zu Hauptstraßen) oder den sozialen Status gab es signifikante Unterschiede zwischen Fällen und Kontrollen.

Die Studie von WERTHEIMER & LEEPER (1979) war dahingehend bemerkenswert, dass sie auf vergleichsweise hohen Fallzahlen beruhte. Beispiel: Für die Kombination Kinderleukämie und Geburtsadresse allein wurden je 136 Fälle und Kontrollen herangezogen, und es ergab sich bei 52 Fällen und 29 Kontrollen eine Geburtsadresse im angenommenen Risikobereich. Spätere Studien, welche ähnliche Positivbefunde lieferten, beruhten zumindest bis zur britischen Großstudie (siehe Abschnitt 6.2.3) auf deutlich niedrigeren Fallzahlen, und konzentrierten sich deshalb auf die im Kindesalter häufigste Krebsart Leukämie, und zum Teil auch hier wiederum auf die häufigste Variante Lymphatische Leukämie.

6.2.2 Magnetfeld-basierte Studien

WERTHEIMER & LEEPER (1979) hatten die Stromstärke, und damit das Magnetfeld, als entscheidenden Risikofaktor angenommen, und ihren Risikobereich entsprechend definiert: zu Umspannwerken oder zu Hauptleitungen wurde ein größerer Abstand als kritisch angenommen als zu Nebenleitungen. Auch ein Großteil späterer Studien konzentrierte sich auf den Zusammenhang zwischen Krankheitshäufigkeit und den Magnetfeldern, welchen die Betroffenen im Wohnbereich ausgesetzt waren. Motiviert wurde diese Vorgehensweise auch durch einige vorgeschlagenen Kausalmechanismen zwischen Magnetfeldern und Krebs. Hierzu erschien im Jahr 2006 ein Review, verfasst durch zwei Autoren mehrerer einschlägiger epidemiologischer Studien. Dieser Review von SWANSON & KHEIFETS (2006) legt dar, dass tatsächliche Labor-Evidenzen für Magnetfeld-induzierte biologische Effekte in Zellen (konkret: Nervenzellen) erst bei Feldern der Größenordnung von etwa 1 mT bestätigt sind und oberhalb von 500 μ T prinzipiell plausibel wären. Diese Untergrenze liegt damit um mindestens den Faktor 100 über den üblicherweise gemessenen extremen durchschnittlichen Magnetfeldbelastungen an bestimmten Wohnadressen, siehe unten. Zudem waren die beobachteten Effekte komplett reversibel, sobald die Magnetfeldstärke wieder unter die jeweilige kritische Schwelle reduziert wurde; zur Erzeugung einer Dauerschädigung waren Felder im Bereich von etwa 100 mT erforderlich. Der nach Ansicht der Autoren einzige physikalisch plausible Effekt, welcher tatsächlich bereits bei Feldern im Mikrottesla-Bereich wirken könnte, wären örtliche Verschiebungen ferromagnetischer Zellbestandteile (Magnetite). Aber auch hier erscheinen 5 μ T als absolute Untergrenze, und es gibt es bislang keine plausible Erklärung, warum von einer solchen Verschiebung tatsächlich gesundheitliche Schäden resultieren könnten.

Bei Magnetfeld-basierten Studien ergibt sich ein generelles Problem: Messungen vor Ort bedeuten einen signifikanten Aufwand, welcher damit die verarbeitbare Datenmenge begrenzt. Zudem ist bei Messungen im Haus die Teilnahme der Subjekte zwingend erforderlich. Damit droht aber die Gefahr eines Bias aufgrund der unterschiedlichen Teilnahmebereitschaft z.B. verschiedener sozialer Gruppen, oder allgemein von Betroffenen und Nichtbetroffenen. Alternativ kann das Magnetfeld in einer Wohnung in Leitungsnähe anhand der Entfernung, diversen bekannten Daten zu den Leitungen sowie ggf. unter Annahme weiterer typischer Magnetfeldquellen im Haushaltbereich auch berechnet werden. Dies erlaubt zwar die Verwendung wesentlich größerer Datensätze, aber gleichzeitig ist die Berechnung ungenau (MASLANYI et al. 2009). Insgesamt muss man somit einschätzen, dass epidemiologische Studien, welche tatsächlich gemessene oder berechnete Magnetfelder als Risikofaktor annehmen, auf intrinsische Grenzen stoßen: Selbst wenn ein erhöhtes Relatives Risiko bei hohen Magnetfeld-Expositionen tatsächlich besteht, verhindern die genannten Probleme den statistisch signifikanten Nachweis. Auch von zukünftigen

entsprechenden Versuchen wären somit wohl keine neuen Erkenntnisse zu erwarten (SCHMIEDEL & BLETTNER 2010).

Magnetfeld-basierte Studien sollen hier nicht im Detail betrachtet werden. Es existieren mehrere Pool-Studien, bei welchen die Daten mehrerer Einzelstudien zu einer Gesamtstudie verbunden wurden. Aber selbst diese Pool-Studien lieferten, wenn überhaupt, nur im Risikobereich mit den höchsten Magnetfeldern einen RR-Wert deutlich über 1, damit bleibt die Möglichkeit, dass diese Werte einfach einen Ausreißer darstellen (denn im Bereich mit den höchsten Magnetfeldern treten in absoluten Werten betrachtet sowohl die mit Abstand niedrigste Anzahl Fälle als auch die mit Abstand niedrigste Anzahl Kontrollen auf; der RR-Wert ergibt sich aus dem Quotienten beider Größen. Siehe Abschnitt 6.1.2). Erwähnenswerte Pool-Studien sind:

- AHLBOM et al. (2000): Für eine typische Belastung mit magnetischen Feldern stärker als 0,4 μT ergab sich ein Relatives Risiko von 1,9 (Vertrauensbereich 1,1-3,2) für die auf Magnetfeld-Messungen und 2,1 (0,9-4,9) für die auf Magnetfeld-Berechnungen basierenden Studien. Ersteres Ergebnis basierte auf 36 und letzteres sogar nur auf 8 Krankheitsfällen. Bei Beschränkung auf Lymphatische Leukämie wurden Relative Risiken von 2,0 (1,1,-3,4) aus Studien mit Magnetfeldmessung bzw. 2,2 (0,9-5,7) aus Studien mit Magnetfeldberechnung ermittelt. In diese Pool-Studie wurde auch eine Einzelstudie aus Deutschland einbezogen (MICHAELIS et al. 1998).
- GREENLAND et al. (2000): Im Bereich $>0,3 \mu\text{T}$ ergab sich ein Relatives Risiko von 1,9 (1,3-2,6) bei 99 Fällen. Nach einer Wichtung der Daten nach Alter, Geschlecht und sozialökonomischem Status erhöhte sich der Wert auf 2,1 (1,4-3,0).
- KHEIFETS et al. (2010): 90% der Daten dieser Pool-Studie stammten aus einer einzigen Studie (KROLL et al. 2010), diese stellte wiederum eine Re-Kalkulation der Daten von DRAPER et al. (2005), siehe Abschnitt 6.2.3, auf Magnetfeld-Basis dar und hatte individuell keine statistisch signifikanten Ergebnisse geliefert. Damit war, auch aufgrund der intrinsischen Fehleranfälligkeit von Magnetfeld-Berechnungen, der Wert dieser Pool-Studie von vornherein fraglich (SCHMIEDEL & BLETTNER 2010). Obwohl die Pool-Studie von KHEIFETS et al. (2010) insgesamt mit etwa 4-mal so viel Fällen arbeitete wie die Pool-Studie von GREENLAND et al. (2000), fand die Studie von GREENLAND et al. (2000) 4-mal so viele Fälle im Expositionsbereich $>0,3 \mu\text{T}$. Die Ergebnisse von KHEIFETS et al. (2010) waren entsprechend nicht statistisch signifikant. Eine der in dieselbe Pool-Studie einbezogenen kleineren Studien stammte aus Deutschland (SCHÜZ et al. 2001), diese ergab im Bereich $>0,3 \mu\text{T}$ ein Relatives Risiko von 3,0 bei allerdings nur 4 Fällen und einem entsprechend breiten 95%-Vertrauensintervall von 0,7-138.
- KHEIFETS et al. (2017b): Für Expositionen $>0,4 \mu\text{T}$ ergab sich ein Relatives Risiko von etwa 1,5 (0,7-3,3) bei 17 Fällen und 11 Kontrollen. D.h. der Neutralwert von 1 liegt auch hier im Bereich des Möglichen.

Schließlich erschien im Jahr 2019 eine erneute Pool-Studie unter Beteiligung von Leeka Kheifets (SWANSON, KHEIFETS & VERGARA 2019), welche speziell untersuchte, ob sich in den Ergebnissen der bisher publizierten Magnetfeld-basierten Studien ein zeitlicher Trend erkennen lässt. Frühe Studien fanden Relative Risiken um etwa 2 (abgesehen von einem „Einbruch“ um 1990, wo die Mittelwerte beim Neutralwert 1 lagen). Spätestens nach 2010 klangen die Werte aber stark ab und unterschieden sich nun praktisch nicht mehr vom Neutralwert 1. Dieser Befund erscheint als interessante Parallele zu ähnlichen Befunden aus Entfernungsbasierten Studien, welche im Abschnitt 6.2.4 diskutiert werden. Allerdings basiert der dort vorgestellte Befund auf Daten einheitlicher Studien und damit einheitlicher Methodologie im Bereich der Auswahl von Fällen und Kontrollen. Im Fall der Magnetfeld-basierten Studien ergab sich der zeitliche Verlauf hingegen erst aus dem Pooling verschiedener Studien mit divergierender Methodologie, auch der relative Anteil von auf Magnetfeld-Messungen und Berechnungen basierenden Studien variierte von Jahr zu Jahr. Damit kann eine Vortäuschung des Befunds etwa durch Änderungen in der Methodologie nicht ausgeschlossen werden. Und auch Auswahl effekte können eine Rolle spielen: Bei neuen Themen ist die Publikationsbereitschaft von Studien mit Positivbefunden höher; sobald diese jedoch Aufmerksamkeit erhalten, steigt die Bereitschaft, auch einschlägige Negativbefunde zu publizieren. Aber es ist durchaus auch möglich, dass die Relativen Leukämie-Risiken tatsächlich abgenommen haben, siehe dazu weitere Diskussionen in den Abschnitten 6.2.4 und 6.2.6.

6.2.3 DRAPER et al. (2005): britische Großstudie

Die Studie von DRAPER et al. (2005) bildete eine Zäsur, in erster Linie aufgrund der im Vergleich zu vorherigen Studien wesentlich größeren Datenbasis. Sie basierte auf insgesamt 29.081 krebserkrankten Kindern und Jugendlichen unter 14 Jahren (davon 9.700 Leukämie-Fälle), welche im Zeitraum 1962-95 in England and Wales geboren wurden, bei welchen die Erkrankung im selben Zeitraum diagnostiziert wurde (die Diagnose konnte auch in Schottland erfolgt sein), und bei welchen Informationen über die genaue Wohnadresse bei Geburt vorlagen. Zum Vergleich: die bis dahin umfangreichste britische Studie (UKCCS 1999) beruhte lediglich auf 3.838 Fällen (die Ergebnisse flossen in die im Abschnitt 6.2.2 erwähnte Pool-Studie von AHLBOM et al. (2000) ein). DRAPER et al. (2005) arbeiteten ausschließlich mit den Daten des Geburtsregisters sowie des britischen nationalen Stromnetzbetreibers National Grid; im Gegensatz zur UKCCS-Studie wurden keine Besuche bei Fällen (oder deren Familie) und Kontrollen zwecks Befragungen oder Magnetfeld-Messungen vorgenommen. Diese vereinfachte Vorgehensweise erlaubte das Einbeziehen einer wesentlich größeren Datenmenge. Zudem kann ein Bias, welcher auf unterschiedlicher Teilnahmebereitschaft verschiedener Gruppen beruht, ausgeschlossen werden. Zu jedem Fall wurde genau eine passende Kontrolle gesucht: sie musste dasselbe Geschlecht wie der Fall haben, die Geburt musste sich zeitlich möglichst dicht zum Fall im selben sogenannten Geburtsregistrierungsdistrikt (also auch in örtlicher Nähe) ereignet haben, und auch hier musste die Adresse bei Geburt bekannt sein. Nun wurde für jeden Fall und für jede Kontrolle die Entfernung zwischen dem Wohnort bei Geburt und der nächstgelegenen im Moment der Geburt bereits vorhandenen Hochspannungsleitung (132, 275 oder 400 kV) berechnet. Fälle und Kontrollen wurden schließlich in die folgenden Entfernungsintervalle einsortiert: 0-49 m, 50-99 m, 100-199 m, 200-299 m, 300-399 m, 400-499 m und 500-599 m als Risikobereiche, und ≥ 600 m als Referenzbereich. Zudem erfolgte die Aufteilung in drei Diagnosegruppen: Leukämie, Tumore des Gehirns oder des Zentralen Nervensystems (ZNS), sowie andere Krebs-Diagnosen. In den Risikobereich (Entfernung kleiner als 600 m) entfielen dabei je etwa 3 Prozent der Fälle und Kontrollen für jede der drei Gruppen. Aber selbst diese 3 Prozent umfassten in absoluten Zahlen immer noch, je nach Diagnosegruppe, 200 bis 370 Krebsfälle.

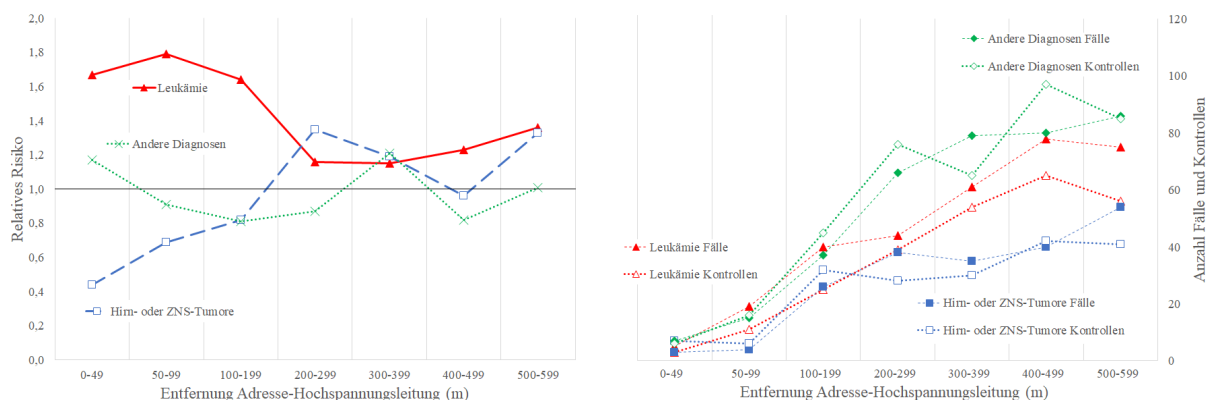


Abbildung 6.2-1: Links: Von DRAPER et al. (2005) ermittelte Relative Risiken. Rechts: Zugehörige Anzahl Fälle und Kontrollen in jedem Risikobereich.

Abbildung 6.2-1 links zeigt die von DRAPER et al. (2005) ermittelten Relativen Risiken für die Diagnosegruppen Leukämie (rot), Tumore des Gehirns oder des Zentralen Nervensystems (blau), sowie andere Krebs-Diagnosen (grün) für jeden Risikobereich, diese Bereiche wurden in Abhängigkeit von der Entfernung zwischen Adresse bei Geburt und nächstgelegener Hochspannungsleitung definiert. Abbildung 6.2-1 rechts zeigt die zugehörige Anzahl Fälle (volle Symbole) und Kontrollen (leere Symbole) für jeden Risikobereich; dies illustriert, warum der am nächsten zur Leitung gelegene Risikobereich gleichzeitig auch der Bereich ist, in welchem statistische Ausreißer den größten Effekt haben können (denn hier ist sowohl die Anzahl Fälle und Kontrollen am geringsten, das Relative Risiko ergibt sich aus dem Quotienten beider Größen).

Für Leukämie ergab sich eine bemerkenswerte Konsistenz: die Anzahl der Fälle lag in jedem einzelnen Entfernungsintervall im Bereich kleiner 600 m über dem der Kontrollen. Für Personen mit einer

Geburtsadresse in weniger als 50 Meter Entfernung von einer Hochspannungsleitung liegt das relative Risiko demnach bei 1,7. Dieser Wert beruht auf 5 Fällen und 3 Kontrollen. Im folgenden Intervall (50-99 m) ergab sich mit 1,8 der höchste RR-Wert (19 Fälle, 11 Kontrollen). Auch im Intervall 100-199 m lag der Wert mit 1,6 (40 Fälle, 25 Kontrollen) noch hoch, danach fiel er ab auf etwa 1,2, aber blieb in allen angenommenen Risikobereichen größer als 1.

DRAPER et al. (2005) analysierten die Daten für Kinderleukämie unter Verwendung veränderter Entfernungs-Intervalle und gaben hier nicht nur RR-Werte, sondern auch Vertrauensbereiche an:

- 0-49 m: $RR=1,67$ (Vertrauensbereich 0,40-6,97, d.h. der Neutralwert 1 ist enthalten)
- 50-69 m: 1,51 (0,48-4,79)
- 70-99 m: 2,02 (0,76-5,39)
- 100-199 m: 1,64 (1,00-2,71)
- 0-199 m: 1,69 (1,13-2,53, d.h. auch die Untergrenze liegt knapp oberhalb des Neutralwerts 1)
- 200-599 m: 1,23 (1,02-1,49)

Die konsistent hohen RR-Werte über mehrere Entfernungsbereiche verleihen dem Befund Substanz. Damit bildet die Studie von DRAPER et al. (2005) ein wesentliches Indiz dafür, dass die Magnetfeld-Exposition eher nicht die dominierende Kausalität für die beobachtete Häufung von Leukämiefällen in der Umgebung von Hochspannungsleitungen darstellt. Magnetfelder von $0,4 \mu T$ (die von AHLBOM et al. (2000) vorgeschlagene Untergrenze, oberhalb von welcher erhöhte Relative Risiken auftreten, siehe Abschnitt 6.2.2) werden bereits in einer Entfernung von 60 m selbst von stromstarken Leitungen nicht mehr überschritten (DRAPER et al. 2005). *Anm.: Die im Abschnitt 6.2.1 diskutierte Studie von WERTHEIMER & LEEPER (1979) definierte die Risikobereiche auch anhand der Entfernungen, die Autoren vermuteten die eigentliche Kausalität aber in den Magnetfeldern und legten deshalb die Grenze des Risikobereichs ad hoc bei nur 40 m oder weniger fest, mit Ausnahme der Entfernung von Umspannwerken: hier setzten die Autoren die Grenze bei 150 m.*

Laut DRAPER et al. (2005) deuten die ermittelten Zahlen auf eine invers-lineare Proportionalität des Relativen Risikos von der Entfernung. Die Autoren betrachten auch diesen Befund als ein Argument gegen das Magnetfeld als Ursache für die Häufung von Leukämiefällen: Wenn man annimmt, dass das Magnetfeld die Ursache bildet und dass der Zusammenhang zwischen Ursache und Relativem Risiko etwa linear ist, hätte sich das Relative Risiko eher invers-linear zum Quadrat oder der dritten Potenz der Entfernung verhalten müssen. Ein weiteres Argument gegen die Kausalrolle des Magnetfelds wurde durch KROLL et al. (2010) geliefert: diese Studie berechnete für alle Fälle und Kontrollen der Daten von DRAPER et al. (2005) die an den jeweiligen Adressen erwarteten Magnetfeld-Belastungen. Eine Ermittlung des Relativen Risikos auf Basis dieser Magnetfeld-Daten ergab keine statistisch signifikanten Ergebnisse: Das berechnete Relative Leukämie-Risiko für Belastungen $>0,4 \mu T$, im Vergleich zum Referenzbereich $<0,1 \mu T$, betrug zwar 2,0, allerdings mit einem extrem breiten 95%-Vertrauensbereich von 0,2–22,0 (KROLL et al. 2010; SCHMIEDEL & BLETTNER 2010).

Für die anderen Diagnosegruppen, Tumore des Gehirns oder des Zentralen Nervensystems sowie andere Krebs-Diagnosen, erhielten DRAPER et al. (2005) kein konsistentes Bild, siehe Abbildung 6.2-1 links: teilweise lag das Relative Risiko über, teilweise unter 1. Die RR-Werte liegen auch insgesamt dichter bei 1. D.h. hier kann auf Basis der vorhandenen Daten kein erhöhtes Risiko abgeleitet werden und Abweichungen des RR von 1 in beiden Richtungen können einfach auf Zufall beruhen.

DRAPER et al. (2005) führten verschiedene Tests durch, um mögliche Störfaktoren (*confounder*) auszuschließen, durch welche ein Kausalzusammenhang zwischen dem Krebsrisiko und der Geburtsort-Entfernung von Hochspannungsleitungen vorgetäuscht werden könnte. Die Autoren stellten fest, dass in allen drei Diagnosegruppen umso mehr Krebsfälle auftreten, je höher der Wohlstands-Index des Zensus-Bezirks ist, zu welchem die jeweiligen Geburtsadresse gehört. Aber selbst eine Wichtung der Zahlen, um ein hierauf beruhendes eventuelles Bias zu eliminieren, ändert nichts an den obengenannten Befunden. Die Adressen bei Geburt und bei Krebsdiagnose unterschieden sich bei Geburtsadressen in unmittelbarer Umgebung von Hochspannungsleitungen nicht häufiger als bei weiter entfernt liegenden Geburtsadressen: in etwa der Hälfte aller Fälle waren beide Adressen identisch (für die Kontrollen konnte dies nicht überprüft

werden, es lagen lediglich die Geburtsadressen vor). Dieser Test geschah zur Überprüfung der These, dass Bevölkerungsmischung einen Risikofaktor für Leukämie darstellt. Allerdings erfordert die These nicht zwingend, dass die betroffenen Personen selbst ihren Wohnort wechselten; es genügt, dass eine Vermischung in dieser Gegend überproportional häufig vorkommt. Siehe dazu Abschnitt 6.2.6.

DRAPER et al. (2005) stellten fest, dass die zufällig ausgewählten Kontrollen der Diagnosegruppe Leukämie weniger häufig im Umfeld von Hochspannungsleitungen lebten als die ebenso zufällig ausgewählten Kontrollen der beiden anderen Diagnosegruppen (in Abbildung 6.2-1 ist dies nicht zu erkennen, da die Fallgruppen und damit auch die gleichgroß gewählten Kontrollgruppen insgesamt unterschiedlich groß sind. Der Befund ergibt sich nach Normierung der Größe der drei Kontrollgruppen). Wenn man die Leukämie-Kontrollgruppe durch eine der beiden anderen Kontrollgruppen ersetzt, ergeben sich Relative Leukämie-Risiken nur geringfügig höher als 1 (also kaum erhöhte Risiken). Man kann deshalb vermuten, dass das ermittelte erhöhte Leukämierisiko einfach auf Zufall beruht. Die Autoren erachten die gewählte Leukämie-Kontrollgruppe allerdings dennoch für passend: diese stimmt hinsichtlich der Verteilung von Geschlechtern, Geburtsjahren und vor allem Geburtsorten besser mit der Leukämie-Fallgruppe überein als die beiden anderen Kontrollgruppen, so dass eventuelle ortsabhängige Störfaktoren, welche den Zusammenhang zwischen Leukämie und Hochspannungsleitungen verwischen könnten, eher ausgeschlossen wurden.

Die Ergebnisse von DRAPER et al. (2005) bilden damit ein wesentliches Argument zum einen für ein tatsächlich erhöhtes Risiko der Erkrankung an Kinderleukämie im Umfeld von Hochspannungsleitungen, zum andern gegen eine Kausalwirkung des Magnetfelds. An Hochspannungsleitungen emittierte Ionenwolken und im Gefolge davon entstandene Partikelladungen kämen hingegen sehr wohl als Kausalität infrage: wie in den Kapiteln 2 und 3 umfassen dargelegt, werden hier auch 600 Meter und weiter entfernt von Hochspannungsleitungen noch erhöhte Werte beobachtet.

Abschließend schätzen DRAPER et al. (2005), dass von 9,7 Millionen Kindern und Jugendlichen unter 14 Jahren in England & Wales (Zahlen für 2003) etwa 80.000 weniger als 200 m und etwa 320.000 zwischen 200 und 600 m von einer Hochspannungsleitung entfernt leben würden. Daraus, und aus den ermittelten Relativen Risiken, ergibt sich, dass selbst bei tatsächlich bestehendem Kausalzusammenhang von 400-420 jährlichen Kinderleukämie-Fällen in England & Wales maximal etwa 5 Fälle (1,2%, oder etwa jeder 80-84ste) auf die Nähe zu Hochspannungsleitungen zurückzuführen sein könnten.

6.2.4 Fortschreibung und Variationen zur britischen Großstudie

Die Studie von DRAPER et al. (2005) wurde im Jahr 2014 unter Einbeziehung neuerer Daten fortgeschrieben (BUNCH et al. 2014a): die neue Version umfasste nun die Geburtsjahre 1962–2008, statt zuvor 1962-95, und Geburtsadressen auch in Schottland, statt zuvor nur England & Wales. Damit ergaben sich insgesamt 53.515 Krebsfälle bei Kindern unter 15 Jahren (statt zuvor 29.081). Das Vorgehen zur Ermittlung der passenden Kontrollen war praktisch identisch zur Vorgängerstudie, d.h. es wurde insbesondere auf nahe beieinanderliegende Geburtsorte Wert gelegt. Allerdings wurden für Diagnosefälle ab dem Jahr 2000 zwei statt nur eine Kontrolle gesucht. Diesmal wurden auch die Entfernungen zu Leitungen mit niedrigerer Spannung (132 kV) bestimmt, statt zuvor fast ausschließlich 275- und 400-kV-Leitungen. Es wurden etwas gröbere Entfernungsintervalle betrachtet: 0-200 m, 200-600 m, 600-1000 m als Risikobereiche und >1000 m als Referenzbereich.

Abbildung 6.2-2 zeigt die Ergebnisse von BUNCH et al. (2014a) für den höchsten Risikobereich (weniger als 200 m Abstand zur Hochspannungsleitung). Die Diagnose-Jahre der Fälle wurden in 10-Jahres-Intervalle zusammengefasst (*Anm.: In der Publikation selbst umfasst das erste Intervall nur die Jahre 1962-69, das letzte nur die Jahre 2000-08. In Abbildung 6.2-2 wurden die Werte auf 10 Jahre normiert*). Rote Symbole (welche zur besseren Orientierung durch rote durchgezogene Linien verbunden wurden) stellen die Fallzahlen pro Dekade dar, grüne Symbole (verbunden durch gestrichelte Linien) die daraus ermittelten Relativen Risiken ebenfalls für jede Dekade. In beiden Fällen bezeichnen volle Karos die Fallzahlen bzw. Relativen Risiken im Umfeld von 400-, 275- und 132-kV-Leitungen, offene Dreiecke die entsprechenden Werte im Umfeld nur von 400- und 275-kV-Leitungen. Ebenfalls dargestellt ist die totale Anzahl aufgetretener Kinderleukämie-Fälle pro Dekade, unabhängig von der Entfernung zu

Hochspannungsleitungen (blaue offene Quadrate, verbunden durch Strich-Punkt-Linie. Hier wurden die Fallzahlen durch 100 dividiert).

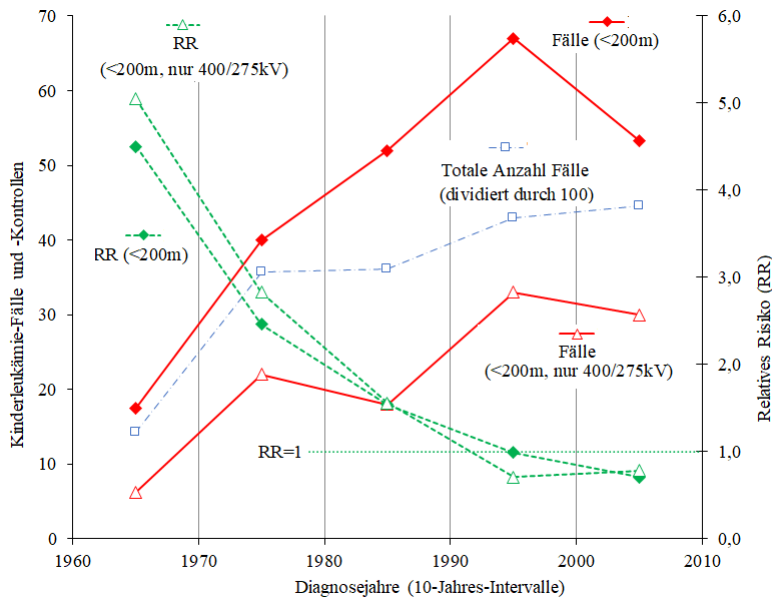


Abbildung 6.2-2: Von BUNCH et al. (2014a) ermittelte Relative Risiken für Kinderleukämie in Entfernungen kleiner als 200 m von Hochspannungsleitungen, sowie die Anzahl Kinderleukämie-Fälle, jeweils pro Dekade.

Wie aus Abbildung 6.2-2 ersichtlich, ergaben sich für die Jahre 1962-69 sehr hohe Relative Risiken größer als 4,5, sowohl bei isolierter Betrachtung der Entfernung von 400- und 275-kV-Leitungen als auch bei Hinzunahme von 132-kV-Leitungen. Diese sehr hohen Absolutwerte können zwar ggf. statistische Ausreißer aufgrund der niedrigen Fall- und Kontrollzahlen sein, es ist aber doch auffallend, dass sich das berechnete Relative Risiko mit jedem folgenden 10-Jahres-Intervall verringert und ab dem Intervall 1990-2000 praktisch den Wert 1 erreicht, d.h. es ist kein erhöhtes Relatives Risiko mehr feststellbar. Insgesamt ergab sich damit für den kompletten Zeitraum 1962-2008 ein Relatives Risiko von 1,0 (0,7–1,3) bei Beschränkung auf hohe Spannungen sowie von 1,1 (0,9–1,4) bei Betrachtung aller Leitungen, jeweils in weniger als 200 m Entfernung (Referenzbereich waren Entfernungen größer als 1.000 Meter). Bei Betrachtung nur des Entfernungsbereichs < 50 m ergaben sich sogar *RR*-Werte kleiner als 1 (dies geht aus der Publikation von BUNCH et al. (2014a) nicht hervor. Es ergibt sich aber aus einer Pool-Studie (AMOON et al. 2018), welche die Daten dieser Studie einbezog. Auch eine weiter unten diskutierte britische Folgestudie (SWANSON & BUNCH 2018) bestätigte dies).

In größeren Entfernungen von den Hochspannungsleitungen (Intervalle 200-600 m und 600-1.000 m) fanden BUNCH et al. (2014a) bei Betrachtung des Gesamtzeitraums praktisch keine erhöhten Relativen Risiken für Kinderleukämie. DRAPER et al. (2005) hatte hier noch moderat erhöhte Relative Risiken (1,2-1,4) gefunden. Bei den beiden anderen untersuchten Diagnosegruppen (Tumore des Gehirns und des Zentralen Nervensystems, sowie andere Tumore) ergaben sich wie auch schon in der Vorgängerstudie eher inkonsistente Ergebnisse (*RR*-Werte teils über, teils unter 1) und praktisch keine den Neutralwert 1 deutlich übersteigenden Relative Risiken.

Der wesentliche Befund der Studie von BUNCH et al. (2014a) ist damit das scheinbare Abnehmen der Zahl von Kinderleukämie-Häufungen im Umfeld von Hochspannungsleitungen, bis zum Verschwinden nach 1990. Auf die sich daraus ergebenden Implikationen wird im Abschnitt 6.3.1 weiter eingegangen. Im selben Zeitraum stieg die totale Anzahl Kinderleukämie-Fälle in Großbritannien allerdings an: Im Zeitraum 1962-69 umfasste die Studie von BUNCH et al. (2014a) nur 1.138 in diesem Zeitraum diagnostizierte Kinderleukämie-Fälle (die Normierung auf 10 Jahre ergibt 1.423 Fälle). Im Intervall 1970-79 waren es mit 3.575 mehr als doppelt so viel Fälle, danach erfolgte der Anstieg zwar langsamer, aber doch deutlich (in Abbildung 6.2-2 ist die totale Fallzahl durch blaue Symbole dargestellt, die Werte wurden zwecks Darstellbarkeit durch 100 dividiert). Entsprechend findet sich auch bei den Fallzahlen innerhalb des Risikobereichs < 200 m eine ansteigende Tendenz, wenn auch nicht völlig stetig.

Ein Grund für die mehr als doppelt so hohen Fallzahlen in den 70er Jahren, im Vergleich zu den 60ern, ist, dass vor 1962 geborene Krebsfälle nicht in die Studie einbezogen wurden, egal wann sie diagnostiziert wurden. Allerdings stiegen im selben Zeitraum in Großbritannien die jährlichen Diagnosezahlen tatsächlich um fast ein Viertel (dies ergibt sich aus Daten von KROLL et al. (2012). Diese vermuteten, dass der Anstieg der Zahlen sowohl für Leukämie als auch für andere Kinderkrebs-Arten zum Teil, wenn nicht sogar vollständig, auf Verbesserungen in der Diagnose oder der Effizienz des Meldesystems zurückzuführen und damit ein Artefakt ist).

Im Jahr 2018 erschien eine Re-Analyse (SWANSON & BUNCH 2018). Diesmal erfolgte die Aufsplittung in gröbere Zeitbereiche (1962-79, 1980-99, 2000-08) und dafür feinere Entfernungsintervalle (in 50-Meter-Schritten. Als Referenzbereich wurden Entfernungen größer als 600 m angenommen). Hierbei ergab sich – nur für den ältesten Bereich 1962-79 – dass die höchsten Relativen Risiken eben nicht, wie durch die (auf überwiegend den selben Daten beruhende) Vorgängerstudie DRAPER et al. (2005) suggeriert, bei den am dichtesten zu den Hochspannungsleitungen gelegenen Adressen auftreten. Im Bereich < 50 m fand sich ein eher niedriges Relatives Risiko von 1,3 (bei sehr breitem 95%-Vertrauensbereich 0,3–6,0). Mit wachsender Entfernung wuchs das ermittelte Relative Risiko zunächst an, erreichte einen Peak von 10,0 (1,3–78,1) im Bereich 150-200 m, und fiel danach wieder ab (zum Vergleich: DRAPER et al. (2005) analysierten die Diagnosejahre 1962-95 *en bloc*; sie fanden in den Intervall <50 m, 50-100 m und 100-200 m Relative Risiken von 1,7, 1,8, und 1,6, in größerer Entfernung fielen die Werte ab. Siehe Abbildung 6.2-1). Für die beiden neueren Diagnosejahre 1980-99 und 2000-08 konnte dieses Verhalten nicht reproduziert werden, hier unterschieden sich die *RR*-Werte kaum vom Neutralwert 1.

Auch hier lassen sich Zufälle nicht ausschließen (auch aufgrund der eher breiten 95%-Vertrauensbereiche im Umfeld des gefundenen Peaks, welche zum Teil auch den Neutralwert 1 umfassen). Generell spricht diese Studie damit jedoch eher gegen das Magnetfeld als Kausalfaktor zur Erklärung der Leukämie-Häufungen (sofern diese tatsächlich bestehen) und unterstützt diesbezüglich die Befunde der Studie von DRAPER et al. (2005). Eine auf Korona-Ionen beruhende Kausalität wäre mit den Befunden jedoch vereinbar: diese Ionen entstehen an den Freileitungen in gewisser Höhe und erreichen somit den Boden erst in gewisser Entfernung. Zudem geschieht die Übertragung der Ladung der Ionen auf größere Partikel erst in gewisser Entfernung, abhängig von der Windgeschwindigkeit. Ebenfalls nicht auszuschließen ist jedoch die Wirkung eines Störfaktors (*confounder*). SWANSON (2013) fand zum Beispiel (durch Analyse des Wählerverzeichnisses), dass sich an Adressen, welche sich in etwa 100 Metern Entfernung von Hochspannungsleitungen befinden, die Namen der Bewohner häufiger änderten als an näher oder weiter entfernt gelegenen Adressen (siehe Abschnitt 6.2.6 zur Bevölkerungsvermischungs-Hypothese). Auch dieser Befund kann natürlich Zufall sein.

6.2.5 Spezifische Studien zur Unterscheidung zwischen Partikel- und Magnetfeld-basierter Kausalität

Von besonderem Interesse sind zwei weitere britische Studien, welche zur Klärung der Frage beitragen sollten, ob eher Magnetfelder oder Ionen bzw. geladene Partikel als Kausalfaktor für die beobachteten Leukämie-Häufungen im Umfeld von Hochspannungsleitungen verantwortlich sein könnten:

- SWANSON et al. (2014) unterteilten die Geburtsadressen der Daten von BUNCH et al. (2014a) danach, ob sie sich typischerweise eher im Luv (*upwind*) oder im Lee (*downwind*) der nächstgelegenen Hochspannungsleitungen befinden. Ein deutlich höheres Relatives Risiko im Lee als im Luv wäre ein starkes Argument zugunsten der Ionen-Hypothese. Die Autoren identifizierten zu diesem Zweck sämtliche Hochspannungsleitungen im Umkreis von 600 m um die Geburtsadressen und definierten entlang dieser Leitungen Partikel-Punktquellen im Abstand von 10 Metern. Anhand meteorologischer Daten der nächstgelegenen Wetterstation (s.u.) schätzten sie den Beitrag ab, welchen jede einzelne Punktquelle zur Belastung an der jeweiligen Adresse haben sollte, und summierten die Beiträge. Im Ergebnis wurden alle Subjekte in 4 verschiedene Risikogruppen und eine Referenzgruppe unterteilt
- BUNCH et al. (2015) führten eine Fall-Kontroll-Studie zu (überwiegend) 275- und 400-kV-Untergrund-Leitungen durch. Ein erhöhtes Relatives Risiko im Umfeld dieser Leiter wäre ein starkes Argument zugunsten der Magnetfeld-Hypothese: Elektrische Felder und Ionen treten im Umfeld dieser Leitungen

nicht auf, Magnetfelder hingegen sehr wohl, wenn auch in Grenzen. Die Autoren hielten Magnetfeld-Effekte in einer Entfernung von bis zu 10 Metern von derartigen Leitungen für möglich, d.h. die Bewohner von Häusern am Rand von Straßen, in deren Mitte derartige Leitungen verlaufen, könnten betroffen sein. Zudem können auch Störfaktoren (*confounder*) praktisch ausgeschlossen werden: Es ist kein Grund ersichtlich, warum sich Straßen mit derartigen Untergrund-Leitungen in ihrer Charakteristik (in Hinblick auf z.B. sozioökonomischen Status der Bewohner, oder die Verkehrsdichte) signifikant von anderen Straßen der jeweiligen Stadt unterscheiden sollten. Den meisten in der Nähe lebenden Anwohnern ist die Existenz dieser Leitungen in der Regel nicht bewusst (anders als bei optisch präsenten Freileitungen). Es besteht auch praktisch keine Überschneidung mit Freileitungen: Im Datensatz wurde nur ein Subjekt mit Geburtsadresse in weniger als 50 m Entfernung von beiden Leitungstypen gefunden.

Bei beiden Studien erwarteten allerdings auch die Autoren selbst, dass die Datenbasis zu gering sein könnte, um ein statistisch signifikantes positives Ergebnis zu liefern. Die Einbeziehung einer windabhängigen Risikokomponente bedeutet, die ohnehin schon geringen Fallzahlen im Umfeld von Hochspannungsleitungen in weitere Gruppen zu unterteilen. Zudem ist die jeweilige Einstufung in eine bestimmte Risikogruppe auf der Basis nur grob abschätzbarer Belastungen durch Ionen oder geladene Partikel sowie von Wetterdaten einer gegebenenfalls mehrere hundert Kilometer entfernten Wetterstation intrinsisch fehlerbehaftet (es wurden die Daten von 8 über England & Wales verteilten Stationen genutzt, schottische Adressen wurden nicht verwendet). Und es gibt auch viele weitere Gründe, welche den Nachweis des windabhängigen Effektes, sofern er tatsächlich besteht, verhindern könnten. So kann die Konzentration pathogener Partikel in der Luft an einem bestimmten Ort auch von der Windrichtung abhängen; selbst wenn man eine vermutete Verstärkerwirkung durch Aufladung dieser Partikel mit einbezieht, muss die pathogene Wirkung damit nicht zwingend dann am höchsten sein, wenn der Wind aus Richtung der Hochspannungsleitungen kommt.

Ähnlich problematisch stellt sich die Situation bei der Studie zu Hochspannungs-Untergrundleitungen dar. Generell erwarten Hochrechnungen durchschnittliche Magnetfelder über 0,2 μT nur etwa 2% und über 0,4 μT in etwa 0,4% aller Wohnungen im Vereinigten Königreich (UKCCS 1999). Stichproben-Kontrollen ergaben, dass Untergrundleitungen nur in etwa jeder 50sten mit über 0,2 μT belasteten Wohnung dafür mitverantwortlich waren; bei Belastungen mit mehr als 0,4 μT befand sich in keinem einzigen vor Ort untersuchten Fall eine derartige Leitung in der Nähe (MASLANYI et al. 2007). Das Stromübertragungsnetz in England & Wales (National Grid) besitzt etwa 7.000 km Freileitungen, aber nur 700 km Untergrundleitungen; verglichen mit anderen Industrieländern ist dies allerdings ein überproportionaler Anteil (BUNCH et al. 2015). Ein signifikanter Teil davon befindet sich in London, Liverpool, Sheffield und anderen Städten. Die Leitungen verlaufen hier überwiegend unter normalen Straßen, d.h. es können sich tatsächlich Wohnungen in weniger als 10 m Entfernung zu diesen Leitern befinden.

In der Tat konnte weder die eine noch die andere Studie einen eindeutigen Positivbefund liefern. Ein Negativbefund bedeutet aber aus den angeführten Gründen keine Widerlegung der zugrundeliegenden Hypothese. SWANSON et al. (2014) fanden bei Gesamtbetrachtung aller Leukämie-Daten (Diagnosejahre 1962–2008) in keinem einzigen Risikobereich ein Relatives Risiko verschieden von 1. Bei Unterteilung in Dekaden fand sich ein Positivbefund im Zeitraum 1960-69 im Risikobereich 4 (dem Bereich mit dem höchsten angenommenen Risiko): 14,0, mit einem 95%-Vertrauensbereich von 1,84–106,5. Entscheidend für den Nachweis wäre jedoch ein klarer abnehmender Trend des Relativen Risikos über mehrere Risikobereiche hinweg, ähnlich zum Ergebnis von DRAPER et al. (2005). Aber schon im Risikobereich 3 lag das Relative Risiko nur noch bei 1,2 (0,5–3,0), und insgesamt konnte ein, wenn überhaupt, allenfalls schwacher Trend festgestellt werden. In allen übrigen Dekaden fanden sich (von einem isolierten „Treffer“ in einem mittleren Risikobereich abgesehen) praktisch keine von 1 verschiedenen *RR*-Werte und nicht die geringste Andeutung eines Trends. Komplette negativ waren die Befunde auch, wie bereits in allen vorhergehenden Studien, zu den Diagnosegruppen „Tumore des Gehirns sowie des zentralen Nervensystems“ sowie „andere Tumore“.

Die Untergrundleitung-Studie (BUNCH et al. 2015) fand überraschend konsistente Positivbefunde für Tumore des Gehirns sowie des zentralen Nervensystems: Bei Entfernungen kleiner als 10 m lag das Relative Risiko bei 2,5 (der Vertrauensbereich reichte allerdings von 0,6–10,2), im Bereich 10-20 m bei 1,4 (0,5–4,1) und im Bereich 20-50 m sogar bei 4,1 (1,1-15,5). Bei Gesamtbetrachtung des Bereichs 0-50 m ergab sich ein Wert von 2,3 (1,1–4,7), und bei einer Definition der Risikobereich anhand der berechneten Magnetfelder ein Wert von 4,3 (0,4–42,2, also wieder ein breiter Vertrauensbereich) im Bereich $> 0,4 \mu\text{T}$. Für diese Krebsart hatte keine bisherige Studie Positivbefunde geliefert, und es wurde bisher auch kein Kausalmechanismus vorgeschlagen, welcher auch noch in Entfernungen größer als 10 Meter von Untergrundleitungen wirken könnte. Die Autoren stuften die nun gefundenen Positivwerte deshalb als Zufall ein. Für Leukämie, aber auch für alle anderen Tumore, ergaben sich nirgends erhöhte Relative Risiken. Bei Unterteilung des Datensatzes in die Diagnosejahre 1962-89 und 1990-2008 ergaben sich im älteren Zeitraum erhöhte Werte für Leukämie, allerdings nicht im kritischen Risikobereich 0-10 m (hier ergab sich sogar ein verringertes Relatives Risiko von 0,8), sondern nur in den beiden folgenden Bereichen (mit allerdings eher breiten Vertrauensbereichen); auch dies sind laut der Autoren wohl eher Zufälle.

6.2.6 Ausgewählte Studien zu anderen vermuteten Leukämie-Risiken

Neben diesen Studien, welche sich speziell auf Hochspannungsleitungen konzentrierten, gab es auch weitere wichtige und methodologisch ähnliche Studien, welche andere Risikofaktoren untersuchten. Ein umfassender Review zu diesem Thema liegt außerhalb des Ziels dieses Reports. Erwähnenswert sind jedoch Studien, welche ein erhöhtes Relatives Risiko der Erkrankung an Kinderleukämie im Umfeld kerntechnischer Anlagen fanden. Hierzu zählen die im Auftrag des Bundesamts für Strahlenschutz durchgeführte Epidemiologische Studie zu Kinderkrebs in der Umgebung von Kernkraftwerken (die sogenannte KiKK-Studie, KAATSCH et al. 2007) sowie diverse ähnliche Studien in Großbritannien (BUNCH et al. 2014b sowie Referenzen darin). BUNCH et al. (2014b) untersuchten speziell die Umgebung von Sellafield und Dounreay und fanden ein erhöhtes Relatives Risiko nur in Daten für den Zeitraum 1963–1990, nicht hingegen für neuere Daten aus dem Zeitraum 1991-2006 - eine bemerkenswerte Parallele zum (durch die selben Autoren festgestellten) scheinbaren Verschwinden der Häufungen von Leukämiefällen im Umfeld von Hochspannungsleitungen, siehe Abschnitt 6.2.4. Im Fall von kerntechnischen Anlagen kann dieser Trend prinzipiell als ein Indiz für eine Strahlen-bezogene Kausalität gewertet werden, denn die Strahlenbelastung im Umfeld von Sellafield und Dounreay verringerte sich aufgrund diverser Maßnahmen und Entwicklungen in den letzten Jahrzehnten tatsächlich. Allerdings waren die gemessenen Strahlenexpositionen auch in der Vergangenheit wesentlich zu gering, um nach dem Stand der Wissenschaft eine Häufung von Leukämiefällen kausal zu erklären, zudem bestand augenscheinlich kein gleichermaßen erhöhtes Relatives Risiko für typische Strahlenkrankheiten (besonders Schilddrüsenkrebs). Da im Umfeld von Kernkraftwerken Hochspannungsleitungen verlaufen, könnte im Grunde hier ein „nicht-nuklearer“ Kausalzusammenhang bestehen, bislang sind jedoch keine Studien bekannt, welche diese Variante untersucht haben.

Das Projekt EUROCLUS (ALEXANDER et al. 1998) adressierte spezifisch das Phänomen der Kinderleukämie - Cluster, also den Befund, dass Fälle von Kinderleukämie in bestimmten eng begrenzten geographischen Gebieten auffallend häufiger auftreten als anderswo. Das bekannteste deutsche Beispiel ist der „Leukämiecluster Elbmarsch“ in unmittelbarer Nähe zum Kernkraftwerk Krümmel und zum Forschungszentrum GKSS. Auch im Umfeld der Kernforschungsanlage (KFA) Jülich, jetzt Forschungszentrum Jülich, wurden überproportional häufig Kinderleukämie-Fälle gemeldet (KUNI 1996), es existieren aber auch Leukämie-Cluster fernab von derartigen Anlagen. Im EUROCLUS-Projekt wurde kein bestimmter Risikofaktor ad hoc angenommen. Vielmehr wurde pauschal untersucht, ob sich für diese Cluster gemeinsame Merkmale finden.

Die Zusammenfassung (ALEXANDER et al. 1998) kamen zu dem Schluss, dass dieses (insgesamt nur schwach ausgeprägte) Clustering vor allem in sogenannten *intermediate areas* auftritt, also in Gebieten mit mittlerer Bevölkerungsdichte von 150-500 Personen pro km^2 (zum Vergleich: die Untergrenze entspricht etwa der Bevölkerungsdichte des Kreises Sächsische Schweiz-Osterzgebirge, die Obergrenze etwa der Bevölkerungsdichte von Salzgitter oder Emden. In Geesthacht leben 920 Einwohner pro km^2 , der Leukämiecluster Elbmarsch erstreckt sich jedoch auch ins bevölkerungsärmere Umland). Ein derartiges

Verhalten wäre laut der Autoren konsistent mit einer infektiösen Ursache, sofern die Erreger in dichtbesiedelten urbanen Gebieten praktisch endemisch sind (d.h. das Immunsystem der Bevölkerung ist darauf „trainiert“), während sie sich in ländlichen Regionen aufgrund der dünnen Besiedelung nicht Epidemie-artig ausbreiten können.

Auf diesem Befund baut die Bevölkerungsvermischungs-Hypothese (*population mixing hypothesis*) auf (z.B. KINLEN & DOLL 2004). Auch die Autoren der Studie zu Krebsfällen im Umfeld der kerntechnischen Anlagen Sellafield und Dounreay halten diese Erklärung für möglich, wenn auch nicht bewiesen (BUNCH et al. 2014b): Innerhalb kurzer Zeit kam es zu einer erheblichen Änderung der Demographie, in den kerntechnischen Anlagen benötigte Spezialisten zogen aus allen Teilen des Vereinigten Königreichs in diese Gegenden und stellen seitdem einen signifikanten Anteil der Bevölkerung. Und dies könnte zu einer erhöhten Begegnungswahrscheinlichkeit von infektiösen und suszeptiblen Individuen geführt haben: erstere tragen mit erhöhter Wahrscheinlichkeit bestimmte Erreger in sich, sind aber selbst dagegen überdurchschnittlich immun, für letztere gilt das Gegenteil. Ein derartiger Kausalzusammenhang ist in der Tat in *intermediate areas* am wahrscheinlichsten: in dichtbesiedelten Gegenden haben selbst Großprojekte eher einen marginalen Einfluss auf die Demographie, in dünnbesiedelten Gebieten finden sie nicht statt, bzw. diese entwickeln sich dank eines solchen Projekts zu *intermediate areas*. Mit zunehmendem zeitlichem Abstand zu den demographischen Sprüngen sollte sich dann auch die Trennung zwischen infektiösen und suszeptiblen Individuen verwischen, und eventuelle erhöhte Gesundheitsrisiken verschwinden somit.

Ähnliche Erklärungen sind auch für Leukämie-Häufungen im Umfeld von Hochspannungsleitungen denkbar. Wie JEFFERS (2007) darlegte, wurden die 275-kV-Leitungen des britischen National Grid in den 50er Jahren erbaut, die 400-kV-Leitungen in den späten 60ern (teilweise als Upgrades von 275-kV-Leitungen). Den damaligen Regeln zufolge wurden diese Leitungen so weit wie möglich von bewohnten Gebieten entfernt geführt (Ausnahmen waren vor allem die letzten Meter zu den Umspannwerken, welche sich zum Teil in bebautem Gebiet befanden). Umgekehrt gab es jedoch kein Verbot, in der Umgebung bestehender Hochspannungsleitungen Wohngebäude zu errichten. Damit entstanden ein Großteil der Wohnungen in der Nähe solcher Leitungen erst in den 60er Jahren oder später (zum Teil auch in zu Wohngebieten umgestalteten ehemaligen Industriegebieten). Diese Periode koinzidiert zudem mit den weltweit stattfindenden Wachstumsjahren der 50er bis 70er Jahre (vom Ende des 2. Weltkriegs bis zur Ölkrise. In Europa als Nachkriegsboom, *Golden Age of Capitalism* oder speziell in Deutschland als Wirtschaftswunder bezeichnet). Diese Periode ging entsprechend auch mit regional signifikanten demographischen Brüchen einher.

Auch eine im Abschnitt 6.2.8 diskutierte dänische Studie (PEDERSEN et al. 2014b) sowie die im Abschnitt 6.2.4 erwähnte Analyse des Wählerverzeichnisses durch SWANSON (2013) lieferte gegebenenfalls ein Indiz, dass sich die durchschnittlichen demographischen Situationen im Umfeld von Hochspannungsleitungen von der durchschnittlichen Situation anderswo unterscheiden können, wobei Zufälle aber nicht ausgeschlossen werden können.

Im Jahr 2017 erschien eine Vergleichsstudie zu verschiedenen vermuteten Ursachen für Kinderleukämie-Häufungen (KHEIFETS et al. 2017a). Konkret werden Fall-Kontroll-Studien gelistet, welche in jedem Fall die Magnetfeld-Exposition (gemessen oder berechnet) betrachteten, zusätzlich aber mindestens einen weiteren vermuteten Risikofaktor untersuchten: den Abstand zu Hochspannungsleitungen, die Radonbelastung (gemessen oder berechnet) sowie den Abstand zu Kernkraftwerken bzw. die daraus resultierende (gemessene oder berechnete) Belastung mit Gammastrahlung. Es wurden insgesamt 33 Studien aus 10 Ländern gefunden, welche derartige Kombinationen bieten. In ihren Schlussfolgerungen bleiben KHEIFETS et al. (2017a) jedoch vage und können insbesondere keinen Vorzug für einen dieser Risikofaktoren ablesen. Zwar erschien den Autoren die reine Entfernung entweder zu Hochspannungsleitungen oder zu Kernkraftwerken als ein schwächerer Prädiktor des Risikos als die aus diesen Entfernungen und weiteren relevanten Informationen berechnete Exposition entweder zu Magnetfeldern oder Gammastrahlen, andererseits fanden Entfernungs-basierte Studien zum Teil noch erhöhte Relative Risiken in größeren Entfernungen, welche mit direkter Exposition zu Magnetfeldern oder

Gammastrahlen nicht mehr erklärbar sind. Manche Studien aus bestimmten Ländern fanden erhöhte Relative Risiken gleich bei mehreren angenommenen Faktoren, andere hingegen bei keinem. Dies deutet laut KHEIFETS et al. (2017a) auf ein Bias mit ungeklärter Ursache hin. Im Hinblick auf Magnetfelder als Risikofaktor schienen Studien, bei denen die Felder tatsächlich vor Ort gemessen wurden, tendenziell ein höheres Relatives Risiko festzustellen als solche, bei denen die Felder berechnet wurden (wie im Abschnitt 6.2.2 dargestellt, beruhen erstere aber auf wesentlich geringeren Zahlen und sind somit anfälliger gegenüber Ausreißern). Bei der Radonbelastung ist es umgekehrt, d.h. hier liegt die Kausalität ggf. nicht in der tatsächlichen Radonbelastung, sondern in einem in die Berechnung eingehenden Faktor. Zudem fiel den Autoren noch auf, dass Studien, welche ein erhöhtes Relatives Leukämie-Risiko bei hoher Magnetfeld- oder Radon-Exposition fanden, zumeist auch erhöhte Relative Risiken mit Bezug auf Tumore des Zentralen Nervensystems feststellten (im Fall von Radon ergab sich für letztere Diagnose tendenziell ein höheres Relatives Risiko). Auch dies kann ein Hinweis auf ein Bias sein. Studien, welche die Entfernung entweder zu Hochspannungsleitungen oder zu Kernkraftwerken betrachteten, fanden hingegen, wenn überhaupt, überwiegend nur für Leukämie ein erhöhtes Relatives Risiko.

6.2.7 Neuere Entfernungs-basierte Studien

Im Jahre 2018 erschien eine umfassende Pool-Studie, welche gezielt den Risikofaktor Entfernung zu Hochspannungsleitungen untersuchte (AMOON et al. 2018). Auf der Autorenliste finden sich viele Autoren eines Großteils aller bisherigen einschlägigen epidemiologischen Studien. Insgesamt 13 Studien erfüllten die Kriterien der Pool-Studie: die Entfernung zur nächsten Hochspannungsleitung wurde für jeden Fall und jede Kontrolle individuell bestimmt, Fälle und Kontrollen mussten nicht aktiv an der Studie teilnehmen. Von zwei dieser Studien lagen jedoch keine Originaldaten vor. Somit konnten letztendlich die Daten von 11 Studien aus 10 verschiedenen Ländern einbezogen werden. Darunter fanden sich drei Großstudien, welche 88% aller Fälle insgesamt und 76% aller Fälle in Leitungsnähe lieferten:

- die im Abschnitt 6.2.4 diskutierte britische Studie (BUNCH et al. 2014a, Fortschreibung von DRAPER et al. 2005).
- eine Studie aus Frankreich (SERMAGE-FAURE et al. 2013). Sie beruhte auf 2.779 Fälle lymphatischer Leukämie, diagnostiziert 2002-07 bei Kindern und Jugendlichen unter 15 Jahren, sowie auf 30.000 Kontrollen (also etwa 10 pro Fall). Die Auswahlkriterien für Kontrollen waren deutlich komplexer als in den britischen Studien: neben Geburtsdatum und Geschlecht sollten auch die Anzahl Kinder im selben Haushalt und deren Alter möglichst gut mit den Fällen übereinstimmen. Die geographische Nähe der Geburts- oder Wohnadressen war kein Kriterium, vielmehr wurden die französischen Städte und Gemeinden anhand mehrerer Kriterien kategorisiert (Größe, mittleres Einkommen, Anteil Fabrikarbeiter, Abiturienten und Hauseigentümern), und diese Kategorien mussten bei den Wohnorten von Fällen und Kontrollen möglichst übereinstimmen. Diese Studie nahm somit ad hoc an, dass Unterschiede in der Häufigkeit von Kinderleukämie zwischen verschiedenen Ortschaften vor allem auf diese Kriterien zurückzuführen sind. Selbst wenn Hochspannungsleitungen tatsächlich einen verstärkenden Einfluss auf die Häufigkeit von Kinderleukämie besitzen, hängt die Fähigkeit dieses Studiendesigins zum Nachweis dieses Einflusses somit auch davon ab, ob diese Ad Hoc-Annahme erfüllt ist. Die französische Studie fand ein deutlich erhöhtes Relatives Risiko von 1,7 nur im Entfernungs-Intervall 0-50 m von 225- 400-kV Leitungen, bei einem Vertrauensbereich von 0,9-3,6 (d.h. der Neutralwert 1 ist enthalten). Noch höhere RR-Werte ergaben sich, wenn diverse Eingrenzungen vorgenommen wurden, aber auch hier nur im Intervall 0-50 m, d.h. die RR-Werte können einfach ein Artefakt der aufgrund der Eingrenzungen noch niedrigeren Anzahl Fälle und Kontrollen in diesem Intervall sein (Ausnahme: bei Begrenzung auf die Diagnosealter 0-4 Jahre ergab sich ein Wert von 2,6 (1,0–6,9) in diesem Intervall, und ein Wert 1,6 (0,7–4,1) im Folgeintervall 50-100 m). In Kommunen mit mehr als 100.000 Einwohnern wurde nur ein einziger Fall in weniger als 50 m Entfernung von einer Hochspannungsleitung registriert; rechnerisch ergab sich damit hier ein RR-Wert von 0,4.
- eine Studie aus Kalifornien (CRESPI et al. 2016). Diese umfasste 5788 Leukämiefälle-(und 3308 ZNS-Tumor-Fälle), welche zwischen 1988 und 2008 in Kalifornien bei auch in Kalifornien geborenen Kindern und Jugendlichen unter 16 Jahren diagnostiziert wurden. Die Studie arbeitete mit einer Kontrolle je Fall,

Auswahlkriterien waren ausschließlich Geburtsdatum und Geschlecht, der Geburtsort musste sich lediglich irgendwo in Kalifornien befinden. Es ergab sich für beide Diagnosegruppen kein konsistent erhöhtes Relatives Risiko über mehrere Entfernungsintervalle hinweg. Für Leukämie ergab sich der höchste ermittelte *RR*-Wert 1,4 im Intervall 0-50 m von Leitungen mit mindestens 200 kV, bei immerhin 22 Fällen (zum Vergleich: BUNCH et al. 2014a fanden hier nur 6, SERMAGE-FAURE et al. 2013 nur 9 Fälle). Aber auch hier beinhaltete der 95%-Vertrauensbereich (0,7–2,7) den Neutralwert 1. Nach diversen Eingrenzungen ergaben sich höhere *RR*-Werte, aber es ergab sich keine Konsistenz zu höheren Entfernungen hinein, und die 95%-Vertrauensbereiche umfassten stets auch Werte kleiner als 1.

Dazu kamen 8 weitere Studien mit geringerem Datenumfang aus Australien, Brasilien, Dänemark (PEDERSEN et al. 2014a, siehe Abschnitt 6.2.8), Italien (2 Studien), Norwegen, Schweden und der Schweiz. Insgesamt lagen damit 30.200 Kinderleukämie-Fälle und 69.594 Kontrollen vor. Nach diversen Aussortierungen verblieben 27.143 verwendbare Fälle, diagnostiziert zwischen 1960 und 2014 (die meisten davon jedoch ab dem Jahr 2000) und 65.265 Kontrollen.

Die Analyse fand für Entfernungen größer als 50 m keine erhöhten Relativen Risiken, auch nicht nach Gewichtung der Daten nach Alter, Geschlecht und sozialökonomischem Status und nach weiteren Unterteilungen, etwa dem genauen Krankheitstyp oder die Beschränkung auf Leitungen mit hoher Spannung. Für Entfernungen kleiner als 50 m ergab sich ein *RR*-Wert von 1,3 (0,9-2,2) für Adressen weniger als 50 m von einer Leitung mit mindestens 200 kV entfernt. Der Wert beruhte auf 50 Fällen und 123 Kontrollen in diesem Risikobereich. Höhere *RR*-Werte ergaben sich bei Beschränkung auf den Diagnosezeitraum 1960–1980. Entfernte man die Werte der britischen Studie, stieg der *RR*-Wert auf 1,6, es ergab sich jedoch kein klarer Unterschied mehr zwischen den Diagnosezeiträumen. Die Entfernung der Ergebnisse anderer Studien (immer jeweils nur eine) verursachte keine signifikanten Verschiebungen.

6.2.8 Suche nach Störfaktoren

Ein Relatives Risiko deutlich größer oder auch kleiner als 1 in einem angenommenen Risikobereich bedeutet nicht notwendigerweise Kausalität. Es wäre prinzipiell möglich, dass ein Störfaktor (*confounder*) Kausalität vortäuscht. So wurde zum Beispiel häufig vermutet, dass Wohnungen im Umfeld der Hochspannungsleitungen wegen der optischen Beeinträchtigungen im Durchschnitt zu weniger hohen Mieten oder Kaufpreisen angeboten werden, somit überdurchschnittlich häufig sozial schwächere Familien anziehen, welche wiederum aufgrund ihrer sozialen Situation ein erhöhtes Leukämierisiko besitzen. Es bestehen allerdings zahlreiche Studien zum Thema Kinderleukämie und sozio-ökonomischen Status der betroffenen Familien. Der Konsens scheint zu sein, dass die Inzidenz von Kinderleukämie mit steigendem Familieneinkommen und besserer Gesundheitsvorsorge eher zunimmt, siehe dazu auch Abschnitt 6.1.1. Damit ist diese Vermutung schon aufgrund der fehlerhaften Prämisse nicht haltbar.

Zur Überprüfung auf Störfaktoren bestehen verschiedene Ansätze, deren detaillierte Darlegung die Zielsetzung dieses Reports übersteigt. Eine in einem Großteil der in den vorigen Abschnitten vorgestellten Studien angewandte Methode ist die Wichtung von Fällen und Kontrollen nach diversen Kriterien (z.B. dem sozio-ökonomischen Status), und der anschließende Vergleich der so ermittelten Relativen Risiken mit den auf ungewichteten Daten beruhenden Ergebnissen. Voraussetzung ist, dass zu den Fällen und Kontrollen überhaupt entsprechende Daten vorliegen. Dies hängt wiederum davon ab, in wieweit die Meldewesen der jeweiligen Länder entsprechende personenbezogene Daten überhaupt erfassen und, wenn ja, zur Analyse freigeben (ein Grund, warum sich britische Studien auf Geburts- anstatt Wohnadressen konzentrierten, besteht im Fehlen einer Meldepflicht in Großbritannien). Häufig wird zu indirekten Methoden gegriffen, etwa indem aus der Adresse und dem Wohlstandsindex des betreffenden Wohnorts auf die sozio-ökonomische Situation geschlossen wird.

Insgesamt lässt sich feststellen, dass (von einer unten dargestellten Ausnahme abgesehen) die Suche nach Störfaktoren fast komplett negativ verlief. Vor allem die im Abschnitt 6.2.7 erwähnte französische Großstudie (SERMAGE-FAURE et al. 2013) führte umfassende derartige Untersuchungen durch. Getestet wurden u.a. sozialökonomischer Status, Nähe zu Hauptstraßen, Wohnsituation (urban versus rural, Ein- oder Mehrfamilienhaus) und Mobilität der Subjekte (Geburts- und Wohnadresse identisch oder nicht) und

auch berechnete Magnetfelder, die Studie konnte jedoch keinen einzigen zwingenden Hinweis auf einen Störfaktor ermitteln. Damit fehlt bislang auch ein zwingendes Indiz mit Bezug auf die im Abschnitt 6.2.6 vorgestellte Bevölkerungsvermischungs-Hypothese (KINLEN & DOLL 2004), allerdings ist es hier schwierig, eine geeignete Metrik zu finden.

Die ebenfalls im Abschnitt 6.2.7 erwähnte, allerdings auf einer kleinen Datenbasis beruhende dänische Studie (PEDERSEN et al. 2014b), führte ebenfalls eine umfassende Suche nach Störfaktoren durch. In einem Punkt ergab sich hier ein Positivbefund: Adressen von Subjekten (Fälle und Kontrollen zusammen) in der Umgebung von Stromleitungen waren häufiger erhöhten Radonbelastungen ausgesetzt als die übrigen Adressen. Bei 9 von insgesamt 10 weniger als 200 m von Hochspannungsleitungen entfernt lebenden Kinderleukämie-Fällen (aber nur für 6 von 12 im selben Entfernungsintervall lebenden Kontrollen) lag die durchschnittliche Radonbelastung demnach bei über 42 Bq/m^3 , dem Medianwert der ermittelten Belastungen (zum Vergleich: Die WHO empfiehlt, dass Radonkonzentration in Innenräumen 100 Bq/m^3 nicht übersteigen sollten). Somit könnte man vermuten, dass die Radonbelastung die wahre Ursache der angeblichen Leukämie-Häufungen in der Umgebung von Hochspannungsleitungen darstellt. Wobei die dänische Studie selbst allerdings keine solchen Häufungen fand: In der unmittelbaren Umgebung von Hochspannungsleitungen 220–400 kV gab es im Diagnosezeitraum 1968–2006 keinen einzigen Kinderleukämie-Fall (PEDERSEN et al. 2014a). Nur bei Einbeziehung von Leitungen ab 132 kV und einer Verkürzung des Datensatzes auf Diagnosejahre bis 1991 ergab sich ein erhöhtes Relatives Risiko von 1,7 (PEDERSEN et al. 2014b). Die dänische Studie unterstützte damit auch die Hypothese eines deutlich erhöhten Leukämierisikos vor 1990, aber eines graduellen Verschwindens bis hin zur Nichtnachweisbarkeit danach, allerdings beruht hier der Befund auf einer sehr geringen Datenbasis.

Die Radonbelastung wurde in der dänischen Studie allerdings nicht gemessen, d.h. es besteht KEINE ursächliche Beziehung zu den vorbeiführenden Stromleitungen. Vielmehr wurde die Radonbelastung auf der Basis von geographischer Region, Bodentyp, Haustyp (einschließlich Baumaterial) und Wohntage abgeschätzt. PEDERSEN et al. (2014b) diskutierten den Befund nicht weiter. Die plausibelste Ursache ist aber, dass bestimmte Gebäudetypen gehäuft in der Nähe von Hochspannungsleitungen auftreten. Damit ist der wahre Störfaktor aber auch nicht notwendigerweise die Radonbelastung, sondern könnte in demographischen Faktoren bestehen, siehe dazu Abschnitt 6.2.6. Die dänische Studie lieferte zwar für sich betrachtet praktisch keine Hinweise auf Kinderleukämie-Häufungen in der Umgebung von Hochspannungsleitungen und ist deshalb nicht unbedingt repräsentativ für Studien, bei welchen dies sehr wohl der Fall war. Aber sie liefert einen Hinweis, in welcher Richtung eine Suche nach Störfaktoren erfolgreich sein könnte.

6.3 Zusammenfassung

6.3.1 Ergebnisse der bisherigen Forschung

Wie in den vorigen Abschnitten dargestellt, fanden mehrere Fall-Kontroll-Studien erhöhte Relative Risiken für Kinderleukämie im Umfeld von Hochspannungsleitungen. In vielen Fällen waren die zugehörigen 95%-Vertrauensbereiche aber eher breit und umfassten häufig auch den Neutralfall (Relatives Risiko von 1, d.h. kein erhöhtes Risiko).

Im Kontext dieses Reports ist vor allem die Frage relevant, ob die Ergebnisse dieser Fall-Kontroll-Studien Rückschlüsse auf die Kausalität zulassen. Als Kausalfaktor vermutet wurden zum einen die an den Leitungen erzeugten Magnetfelder, zum anderen die hier emittierten Ionen und die darauf entstehenden geladenen Partikel (wobei das eine das andere nicht ausschließt, und ggf. auch noch dritte Faktoren hin zukommen können).

Die wichtigsten sich aus den Fall-Kontroll-Studien ergebenden Argumente GEGEN das Magnetfeld als Kausalfaktor sind:

- Erhöhte Relative Risiken wurden auch noch in größeren Entfernungen von Hochspannungsleitungen gefunden, in welchen die um die Leitungen entstehenden Magnetfelder sich praktisch nicht mehr vom Hintergrund unterscheiden. Diese Feststellung beruht allerdings bislang eher singulär auf der im

Abschnitt 6.2.3 (siehe Abbildung 6.2-1) diskutierten britischen Studie DRAPER et al. (2005), welche die Diagnosejahre 1962-95 *en bloc* untersuchte, sowie auf der Re-Analyse der Daten durch SWANSON & BUNCH (2018), siehe Abschnitt 6.2.4. Die Re-Analyse der Diagnosejahre 1962-79 fand, dass das Relative Risiko mit wachsender Entfernung zu den Leitungen zunächst sogar zunimmt und ein Maximum bei etwa 150-200 m Entfernung erreicht. Praktisch alle anderen Studien, egal ob Entfernungs- oder Magnetfeld-basiert, fanden, wenn überhaupt, deutlich erhöhte Relative Risiken nur im Risikobereich mit entweder der geringsten Entfernung zu den Hochspanungsleitungen oder dem höchsten Magnetfeld (von gelegentlichen „isolierten Treffern“ abgesehen). Dies gilt auch für die im Abschnitt 6.2.4 diskutierte Fortschreibung der Studie von DRAPER et al. (2005) bis zum Jahr 2008, wenn der Gesamtzeitraum oder aber selektiv nur alle späteren hinzugekommenen Jahre betrachtet werden (BUNCH et al. 2014a; Re-Analyse durch SWANSON & BUNCH 2018).

- Diese Fortschreibung ergab ein deutlich erhöhtes Leukämierisiko vor 1990, danach aber eine graduelle Abnahme bis hin zur eventuellen Nichtnachweisbarkeit. Es ist kaum plausibel, dass ein Magnetfeld-basiertes Risiko sich zeitlich verändern sollte (während dies für ein Partikel-basiertes Risiko sehr wohl denkbar ist, siehe unten).
- Im Umfeld von Hochspanungs-Untergrundleitungen stellt das Magnetfeld praktisch den einzigen denkbaren Kausalfaktor dar. Hier wurden bislang aber keine erhöhten Relativen Risiken gefunden. Hier gilt allerdings: *The absence of evidence is not evidence of absence*. Es gab bislang eine diesbezügliche Studie (in Großbritannien, BUNCH et al. 2015, siehe Abschnitt 6.2.5), und sie arbeitete mit einer vergleichsweise kleinen Datenbasis.

Die belastbarsten Argumente GEGEN das Magnetfeld resultieren somit praktisch aus dem Datensatz einer einzigen Studie: DRAPER et al. (2005). Allerdings übersteigt dieser Datensatz vom Umsatz her fast alle anderen einschlägigen Studien deutlich. Und ein weiterer Aspekt unterscheidet die Studie von DRAPER et al. (2005) sowie die Fortschreibung durch BUNCH et al. (2014a) von praktisch allen anderen einschlägigen Studien, insbesondere denen mit umfangreichen Datensätzen: das einzige wesentliche Kriterium für die Auswahl der Kontrollen (neben Geburtsdatum und Geschlecht) war die geographische Nähe des Geburtsorts zum Geburtsort des Falls. Andere Großstudien verzichteten hingegen auf geographische Nähe und nutzten stattdessen andere, teils eher komplexe, Auswahlkriterien. Dies kann aber nur zum Erfolg führen, wenn die gewählten Kriterien in der Praxis tatsächlich einen wesentlichen Einfluss auf die Häufigkeit von Kinderleukämie besitzen.

Die Ergebnisse von DRAPER et al. (2005), sowie die auf denselben Daten beruhende Re-Analyse durch SWANSON & BUNCH (2018), bleiben damit trotz ihrer Isoliertheit ein potentes Argument GEGEN das Magnetfeld als möglichen Kausalfaktor für Kinderleukämie-Häufungen im Umfeld von Hochspanungsleitungen. Daneben bestehen allerdings auch weitere Argumente GEGEN das Magnetfeld. Es sei auf den eingangs des Abschnitts 6.2.2. vorgestellten Review von SWANSON & KHEIFETS (2006) verwiesen, wonach bisher weder Beobachtungen noch plausible Erklärungen für Vorgänge auf Zellebene bestehen, welche bei derart niedrigen Magnetfeldern, wie sie im Umfeld von Hochspanungsleitungen auftreten, wirken könnten.

Das wichtigste Argument FÜR das Magnetfeld als Kausalfaktor besteht darin, dass auf gemessenen Magnetfeldern beruhende Studien im Allgemeinen mehr Fälle im Risikobereich (relativ zur Gesamtzahl Fälle) identifizierten und im Ergebnis auch höhere Relative Risiken fanden als auf Magnetfeld-Berechnungen basierende Studien, siehe die im Abschnitt 6.2.6 vorgestellte Vergleichsstudie von KHEIFETS et al. (2017a). Aber auch hier ist Vorsicht geboten: Zum einen arbeiten Studien, welche auf Magnetfeld-Messungen beruhen, aufgrund des zu betreibenden Aufwands, mit vergleichsweise eher kleinen Datensätzen (d.h. Ausreißer sind wahrscheinlicher), zudem erfordern Messungen in Wohnungen eine aktive Beteiligung der Subjekte (Fälle und Kontrollen), damit droht ein Bias aufgrund unterschiedlicher Teilnahmebereitschaft z.B. verschiedener sozialer Gruppen. Und dann bedeuten die gefundenen Zusammenhänge auch nicht unbedingt Kausalität: Es ist möglich, dass die beobachteten Kinderleukämie-Häufungen durch einen unabhängigen Faktor verursacht werden, welcher aus ungeklärter Ursache mit den

gemessenen Magnetfeldern in besserem statischem Zusammenhang steht als etwa mit der Entfernung zu Hochspannungsleitungen.

Schließlich kann noch ein Argument, wenn zwar nicht unbedingt für das Magnetfeld, so doch GEGEN die kausale Rolle von Ionen oder geladenen Partikeln angeführt werden: Es wurde bislang keine Evidenz gefunden, dass das Kinderleukämie-Risiko windabwärts von Hochspannungsleitungen größer wäre als windaufwärts. Aber auch hier gilt: *The absence of evidence is not evidence of absence*. Es besteht nur eine diesbezügliche Studie (auch diese aus Großbritannien, SWANSON et al. 2014, siehe Abschnitt 6.2.5), und es sind viele Faktoren denkbar, welche dazu führen könnten, dass eine derartige Windabhängigkeit, selbst wenn sie besteht, mittels der in dieser Studie gewählten Methode nicht nachgewiesen werden konnte.

Die Hypothese vom „Verschwinden“ des Leukämie-Risiko, d.h. die graduelle Abnahme der Werte bis hin zur Nicht-Nachweisbarkeit eines erhöhten Risikos in rezenteren Datensätze, beruht ebenfalls im Wesentlichen auf einer kohärenten Studie aus Großbritannien: BUNCH et al. (2014a), als direkte Fortschreibung von DRAPER et al. (2005), stellt aufgrund der äußerst umfangreichen Datenbasis bereits allein ein potentes Indiz dafür dar, siehe Abschnitt 6.2.4 und Abbildung 6.2-2 (die Re-Analyse dieser Daten durch SWANSON & BUNCH 2018 bestätigt den Befund). Zusätzliche Unterstützung kommt gegebenenfalls von einer, allerdings auf einer kleinen Datenbasis beruhenden, dänischen Studie (PEDERSEN et al. 2014a; 2014b), siehe Abschnitt 6.2.8. Und auch die Pool-Studie von SWANSON, KHEIFETS & VERGARA (2019) ergab eine abnehmende Tendenz des Leukämie-Risikos, allerdings erst nach dem Pooling von mehreren Studien, welche sich auch methodologisch teilweise fundamental unterschieden, siehe Abschnitt 6.2.2.

Prinzipiell könnte dieses „Verschwinden“ mit einer der folgenden Vermutungen erklärt werden:

- Die bereits von DRAPER et al. (2005) und dann von BUNCH et al. (2014a) erneut festgestellten erhöhten Relativen Risiken für Diagnosejahre bis 1995 sind gegebenenfalls doch nur auf geringe Fallzahlen zurückzuführende statistische Ausreißer (d.h. tatsächlich lag das Relative Risiko nie deutlich über 1). Laut Abbildung 6.2-2 fallen im Zeitraum 1965-95 nicht nur die pro Dekade ermittelten *RR*-Werte, sondern es steigen gleichzeitig auch die pro Dekade aufgetretenen totalen Fallzahlen, womit statistische Ausreißer unwahrscheinlicher werden.
- Es bestand nie eine signifikante Kausalbeziehung zwischen Hochspannungsleitungen und Kinderleukämie. Vielmehr wurden die gefundenen erhöhten Relativen Risiken vor 1995 durch einen Störfaktor (*confounder*) verursacht, welcher in der Form nicht mehr wirkt. Siehe dazu die Diskussion im Folgenden.
- Es bestand tatsächlich eine Kausalwirkung, und diese schwächte sich mit der Zeit ab. Nimmt man geladene Partikel als Kausalfaktor an, ist dies durchaus plausibel, siehe unten.
- Die Kausalwirkung besteht unverändert fort. Allerdings ist der betreffende Mechanismus nur einer von vielen möglichen Ursachen für den Ausbruch von Leukämie (auch nach der Hochrechnung von DRAPER et al. (2005) sollte die Nähe zu Hochspannungsleitungen gerade einmal für etwa 1 Prozent aller Kinderleukämiefälle verantwortlich sein, siehe Abschnitt 6.2.3). Es ist also möglich, dass in den vergangenen Dekaden andere Leukämie-Ursachen ohne Bezug zu Hochspannungsleitungen an Bedeutung zunahmen. Deshalb ist diese Kausalbeziehung zu Hochspannungsleitungen praktisch im Rauschen verschwunden und somit nicht mehr nachweisbar. Diese These wiederum steht und fällt etwas damit, ob der beobachtete Anstieg der absoluten Fallzahlen tatsächlich genuin ist und nicht, wie von KROLL et al. (2012) vorgeschlagen, nur ein Artefakt der Verbesserungen von Diagnose oder Meldewesen-Effizienz ist (siehe Abschnitt 6.2.4).

Von letzterer Vermutung abgesehen scheinen die Befunde eines verschwindenden Leukämie-Risikos im Umfeld von Hochspannungsleitungen damit eher nicht mit Hypothesen vereinbar zu sein, welche den Kausalzusammenhang in den elektrischen oder magnetischen Feldern sehen – und zwar sowohl in den primär um die Leitungen entstehenden Feldern, als auch in den erst sekundär entstehenden schwachen Feldern, welche durch sich von den Leitungen im Wind wegbewegenden geladene Partikel verursacht werden (siehe Abschnitt 5.2.6). Es ist kein plausibler Grund zu erkennen, warum diese Wirkung nachgelassen haben sollte.

Ein Verschwinden des Effekts wäre dagegen auf dem ersten Blick durchaus vereinbar mit der Annahme, dass geladene Partikel eine Rolle spielen. Wie im Kapitel 5 umfassend betrachtet, wird vermutet, dass die Ladung die Deposition von Partikeln in Lunge und Atemtrakt verstärken kann. Welche Wirkung die deponierten Partikel dort entfalten, hängt allerdings von deren physikalischer, chemischer und ggf. biologischer Zusammensetzung ab. Falls sich in den vergangenen Dekaden die Konzentration bestimmter Schadstoffe in der Atmosphäre verringerte, verringert sich somit auch der Gesundheits-Effekt einer zusätzlichen Depositionsverstärkung. BUNCH et al. (2014a) wiesen darauf hin, dass im gegebenen Zeitraum tatsächlich eine Abnahme der atmosphärischen Konzentration von Feinstaub sowie von (überwiegend aus oberirdischen Atombombenversuchen herrührenden) Radionukliden stattfand. Falls einer dieser beiden Faktoren für die Häufung von Leukämiefällen im Umfeld von Hochspannungsleitungen verantwortlich war, würde man allerdings erwarten, dass auch die totalen Kinderleukämie-Fallzahlen (unabhängig von der Entfernung von derartigen Leitungen) abnehmen. Dies geschah jedoch augenscheinlich nicht, siehe Abbildung 6.2-2; tatsächlich stiegen die Fallzahlen im selben Zeitraum.

Ein Verschwinden des Effekts wäre prinzipiell auch vereinbar mit diversen Störern (*confounder*), welche eine Kausalbeziehung zwischen Hochspannungsleitungen und Kinderleukämie-Häufungen vortäuschen. Wie in Abschnitt 6.2.8 diskutiert, konnte zwar bislang trotz vielfältiger Bemühungen noch kein eindeutiger quantitativer Hinweis auf einen bestimmten Störer gefunden werden (mit einer bemerkenswerten, aber vielfältig interpretierbaren Ausnahme, siehe dort). Trotzdem bleibt aus verschiedenen Gründen, welche im Abschnitt 6.2.6 erläutert wurden, vor allem die Bevölkerungsvermischungs-Hypothese (KINLEN & DOLL 2004) eine potente Hypothese, welche auch für das Verschwinden der Leukämie-Häufungen in jüngeren Daten eine plausible Erklärung liefern kann. Für diese Hypothese ist allerdings es schwierig, eine geeignete Metrik zur Nachweisführung zu finden.

Abschließend soll jedoch noch einmal betont werden, dass die Nähe zu Hochspannungsleitungen selbst bei Hochrechnung der Befunde von DRAPER et al. (2005) insgesamt nur für einen geringen Teil der jährlich auftretenden Kinderleukämie-Fälle verantwortlich sein kann: Aus Hochrechnung ihrer Daten schätzten DRAPER et al. (2005), dass gerade einmal 5 jährliche Kinderleukämie-Fälle in England & Wales (1,2% aller jährlichen Fälle, oder etwa jeder 80-84ste) auf die Nähe zu Hochspannungsleitungen zurückzuführen sein könnten.

6.3.2 Weiterer Forschungsbedarf

Zum weiteren Forschungsbedarf soll hier zu diesem Thema aus einem Editorial von S. Schmiedel und M. Blettner im British Journal of Cancer zitiert werden (SCHMIEDEL & BLETTNER 2010). Dieses Editorial bezieht sich zwar eigentlich auf Studien, bei welchen die an Hochspannungsleitungen erzeugten extrem niederfrequente elektromagnetische Felder (*extremely low-frequency electromagnetic fields*, ELF-EMF) als Ursache angenommen wurden, d.h. die Risikogruppen wurden auf Basis der am Wohnort erwarteten oder gemessenen Feldstärken klassifiziert. Die Schlussfolgerungen sind aber übertragbar auf Studien, welche Ionen oder geladene Partikel als Ursache annehmen. SCHMIEDEL & BLETTNER (2010) kamen zu dem Schluss, dass epidemiologische Studien zwar durchaus wiederholt positive Ergebnisse für eine Assoziation zwischen Hochspannungsleitungen und Kinderleukämie lieferten, bislang konnte jedoch trotz intensiver Suche kein kausaler biologischer Mechanismus gefunden werden. D.h., die epidemiologischen Befunde stehen allein. SCHMIEDEL & BLETTNER (2010) gehen deshalb davon aus, dass die Epidemiologie allein keine weitere Evidenz und somit keine neuen Einsichten hinsichtlich eines Bezugs zwischen Hochspannungsleitungen und Kinderleukämie liefern kann. Diese Ansicht soll hier generell unterstützt werden.

7 Schlussfolgerungen

Die klassische Hypothese zu einer möglichen gesundheitlichen Wirkung von Ionen oder geladenen Partikeln windabwärts von Hochspannungsleitungen ist wie folgt: An den Leiterseilen entstandene Cluster-Ionen übertragen ihre Ladung auf Partikel, die so entstandenen geladenen Partikel lagern sich mit höherer Wahrscheinlichkeit in Lunge und Atemtrakt ab als neutrale Partikel derselben Größe. In diesem Report wurden die einzelnen Aspekte dieser Hypothese umfassend betrachtet.

Die Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) behandelt eine unipolare Wolke aus Ionen gleicher elektrischer Mobilität (was für Cluster-Ionen in sehr guter Näherung angenommen werden kann), welche an einer Punkt- oder Linienquelle entsteht. Aus der Theorie folgt, dass die Konzentration der Ionen in dieser Wolke einen Maximalwert nicht überschreiten kann; dieser Maximalwert hängt von der Spannung, der genauen Entfernung zur Leitung, der Höhe der Leitung über dem Boden und der Windgeschwindigkeit ab.

Aus dem Umfeld von Hochspannungsleitungen liegen zahlreiche Messungen der Konzentration von Cluster-Ionen vor, welche mit dieser Theorie verglichen werden können; da die Theorie eine unipolare Ionenwolke annimmt, muss der Vergleich somit primär mit gemessenen Netto-Konzentrationen erfolgen. In der Praxis publizierten einige Studien Netto-, andere Bruttokonzentrationen, sofern letztere jedoch ebenfalls unter den theoretischen Maximalwerten verbleiben, bestätigt dies die Theorie. Im Umfeld von Hochspannungsleitungen liegt zudem in der Regel eine stark einseitig polarisierte Ionenumgebung vor, d.h. Netto- und Brutto-Konzentrationen der Cluster-Ionen unterscheiden sich kaum.

Bei einigen der analysierten Messtudien handelt es sich um Kurzzeit-Studien (typischerweise über mehrere Stunden), welche unter Bedingungen durchgeführt wurden, in welchen eher hohe Cluster-Ionen-Konzentrationen erwartet wurden: die Messstation lag windabwärts der Leitung, ggf. erfolgte die gezielte Auswahl eines Standorts mit hoher Korona-Aktivität oder gezielte Manipulation einer Testleitung zur Maximierung des Effekts. Bei anderen Studien wiederum handelt es sich um Messungen an einem festen Standort über einen längeren Zeitraum; neben den Maxima (oder 95%-Perzentilen), welche zum Vergleich mit der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) genutzt werden können, listen die Publikationen auch Mittel- oder Medianwerte und ggf. weitere Perzentile. Die Mittel- bzw. Medianwerte schienen dabei typischerweise um den Faktor 2-5 unter den gemessenen Maxima (oder 95%-Perzentilen) zu liegen. Mittel- und Medianwerte hängen von der Windverteilung über den kompletten Zeitraum am jeweiligen Standort ab, während die Maximalwerte der Theorie zufolge immer dann auftreten sollten, wenn die Messstation windabwärts der Leitung liegt und die Windgeschwindigkeiten eher hoch sind.

Alle analysierten Publikationen von Messungen im Umfeld von Hochspannungs-Gleichstrom-Leitungen bestätigen, dass die Messwerte (im Fall von Messungen über einen längeren Zeitraum speziell die Maxima oder 95%-Perzentile) die theoretischen Erwartungen in der Regel weder übersteigen (die wenigen Ausnahmefälle könnten durch Messunsicherheiten erklärbar sein) noch extrem unterschreiten, d.h. die Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) stellt für Hochspannungs-Gleichstrom-Leitungen eine geeignete Abschätzungsmethode dar. Auch in der Nähe anderer Ionenquellen, welche stark einseitig polarisierte Wolken von Cluster-Ionen emittieren, erscheint die Theorie anwendbar, etwa bei Wasserfällen. Windabwärts von Wechselspannungsleitungen bleiben die Ionenkonzentrationen typischerweise mindestens eine Größenordnung unter den theoretisch erwarteten Maximalwerten.

Der Vorgang der Anlagerung von Cluster-Ionen an Partikel, und damit die Bildung geladener Partikel, ist theoretisch auch sehr gut verstanden. Die Theorie kommt zum Beispiel standardmäßig zur Anwendung bei der Messung von Partikel-Größenverteilungen. Trotzdem stellt sich die Abschätzung der windabwärts von Hochspannungsleitungen erreichbaren Partikel-Ladungskonzentrationen etwas komplexer dar: die final erreichten Ladungsverteilungen entstehen aus dem Zusammenspiel von Ionenanlagerung einerseits und diversen Verlustmechanismen andererseits (Neutralisierung durch entgegengesetzt geladene Ionen, atmosphärische Durchmischung, Bodenverluste etc.). Computermodelle können genutzt werden (einige Studien präsentierten entsprechende Ergebnisse), sind aber entsprechend auch eher komplex, und die Ergebnisse sind spezifisch für die jeweilige Leitung und die herrschenden Bedingungen, sie sind nicht einfach auf andere Bedingungen extrapolierbar.

Wünschenswert wäre eine einfache und universal anwendbare Methode, um die windabwärts von Hochspannungsleitungen erreichbaren Partikel-Ladungsverteilungen abzuschätzen. In diesem Report wurde besonders ein Vorschlag von JEFFERS (2001) diskutiert. Dieser betrachtet eine sich mit dem Wind von der Leitung wegbewegende unipolare Ionenwolke, welche während ihrer Ausbreitung immer mehr Partikel erfasst. Unter dieser Annahme ergibt sich, dass die Anzahl Ladungen, welche dabei im Durchschnitt über den Querschnitt dieser Wolke durch die Partikel aufgenommen wird, direkt proportional zum einen zum Partikeldurchmesser d , zum anderen zum Produkt nt ist. $t=x/v$ ist hierbei die Zeit, in welcher das Luftpaket die Strecke x von der Hochspannungsleitung zum Messort mit Windgeschwindigkeit v zurücklegt, n ist die in einer Entfernung x herrschende Cluster-Ionen-Konzentration. Für das Produkt nt ergibt sich wiederum aus der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) eine obere Begrenzung von etwa $4 \cdot 10^{11} \text{ s/m}^3$ welche zumindest in Leitungsferne gilt (in Leitungsnähe und bei sehr niedrigen Windgeschwindigkeiten kann sie allerdings überschritten werden). Damit ergibt sich konsequenterweise eine, mit dem Partikeldurchmesser linear anwachsende, Obergrenze der im Mittel pro Partikel aufgenommenen Ladungen. Durch weitere Elaboration lassen sich auch komplette Partikelgrößenverteilungen abschätzen.

Dieser Ansatz bedarf allerdings der Validierung. Notwendig wären dafür im Allgemeinen zweidimensionale Messungen der Partikelverteilung als Funktion von Größe und Ladungszahl. Messtechnisch lässt sich dies als eine Messung der Häufigkeitsverteilung als Funktion von Durchmesser und elektrischer Mobilität durchführen, letztere Größe hängt sowohl vom Partikel-Durchmesser als auch von der Partikel-Ladungszahl ab. Derartige sogenannte Tandem-Messungen sind allerdings entsprechend zeitaufwändig (Zeitauflösung nur etwa im Stundenbereich).

Aufgrund dieser Schwierigkeiten liegen derartige Messungen kaum vor, die wenigen vorhandenen Messungen beschränken sich teilweise entweder auf Partikeln mit Durchmesser weniger als 40 nm (hier treten Mehrfachbeladungen praktisch kaum auf, damit kann aus einer einfach durchführbaren Messung der Mobilitätsverteilung direkt auf die Größenverteilung geschlossen werden) oder liefern nur summarische Partikel-Ladungskonzentrationen und Partikelkonzentrationen über einen größeren Partikel-Durchmesserbereich. Die wenigen vorhandenen Messungen deuten aber durchaus darauf hin, dass der oben beschriebene Ansatz einen anwendbaren Schätzwert für die tatsächlich auftretenden statistischen Maximalwerte der Partikel-Ladungsverteilungen windabwärts von Hochspannungsleitungen liefert. Allerdings sind hier weitere Validierungsmessungen notwendig.

Generell stellen Hochspannungsleitungen nicht die einzige Umgebung dar, in welcher Ionen oder geladene Partikel in überproportional hohen Konzentrationen auftreten. Auch im Umfeld von Verkehrswegen können hohe Konzentrationen geladener Partikel auftreten, zumindest wurde dies für Partikel bis zu einem Durchmesser von 40 nm nachgewiesen. Auch hier liegen aufgrund der oben beschriebenen messtechnischen Probleme keine Werte für größere Partikel vor, und es besteht somit die Notwendigkeit weiterer Messungen.

Mestechisch stellt die schnelle Methode von BUCKLEY, WRIGHT & HENSHAW (2008) eine mögliche Alternative zu den oben beschriebenen zeitaufwändigen Tandem-Messungen dar, sie bedarf jedoch ebenfalls der Validierung: formal funktioniert sie für Partikel-Ensemble im Ladungsgleichgewicht, ein solches herrscht allerdings weder windabwärts von Hochspannungsleitungen noch im Wirkungsbereich von Verkehrsemissionen, die Methode ist aber ggf. dennoch anwendbar, sofern sich die Partikel-Ladungsverteilung hier zumindest näherungsweise als Gleichgewichtsverteilung beschreiben lässt.

Zur Deposition von sowohl geladenen als auch neutralen Partikeln in Lunge und Atemtrakt ist wesentlich, dass hier zwei verschiedene Prozesse wirken: die aerodynamische und die thermodynamische Deposition. Die aerodynamische Deposition wird durch Massekräfte (Sedimentation aufgrund der Gravitation, Impaktion aufgrund der Trägheit) bewirkt, die Relevanz steigt somit mit wachsender Partikelgröße. Die thermodynamische Deposition wird durch statistische Prozesse (Diffusion) bewirkt, ihre Relevanz wächst mit sinkender Partikelgröße. Im Fall geladener Partikel kommt die elektrostatische Anziehung zwischen den Partikeln und der Atemwegswand hinzu, der sogenannte Spiegelladungs-Mechanismus. Die gegenseitige Abstoßung gleichnamiger Partikel hingegen führt nur bei extrem hohen Konzentrationen geladener

Partikel, welche nur in speziellen medizinischen Anwendungen auftreten, zu einer Erhöhung der Wahrscheinlichkeit der Wandberührung und damit der Deposition.

Es existieren verschiedene Humanstudien, Tierstudien und Computermodellstudien, welche mit größeren Partikeln arbeiteten, für welche die aerodynamische Deposition maßgeblich ist. Diese Studien ergaben übereinstimmend, dass sich bei sehr hohen Ladungsaufnahmen die elektrostatische Anziehung zwischen Partikel und Wand des Atemtrakts durchaus zu einer signifikanten Erhöhung der Depositionswahrscheinlichkeit führen kann (im Vergleich zur Depositionswahrscheinlichkeit ungeladener Partikel derselben Größe). Die Minimalladung zur Erzielung eines signifikanten Effekts steigt der Humanstudie von MELANDRI et al. (1983) zufolge etwa mit der Wurzel des Partikeldurchmessers. Die Ladungsaufnahme pro Partikel windabwärts einer Hochspannungsleitung hingegen sollte der Theorie zufolge eher linear mit dem Partikeldurchmesser steigen. Damit sollte die Ladungs-induzierte Deposition generell mit wachsendem Partikeldurchmesser immer wichtiger werden. Bei sehr großen Partikeln (oberhalb von etwa 5 μm) sorgen allerdings bereits die auch bei neutralen Partikeln wirksamen Massenkräfte für eine praktisch vollständige Deposition aller eingeatmeten Partikel im Mund- und Nasenbereich; tiefergelegene Abschnitte des Atemtrakts werden kaum noch erreicht und die Partikelladung kann hier keinen Zusatz-Effekt mehr erzielen. Bei Partikeln im niedrigen Mikrometerbereich wird die Ladungs-induzierte Deposition in der Medizin praktisch ausgenutzt zum Einbringen von Medikamenten in tiefere Atemwegsabschnitte. Die Aufladung der Medikament-Partikel erfolgt hierbei in speziellen Inhalatoren, die resultierenden Ladungszahlen liegen im hohen zweistelligen bis im Extremfall zum fünfstelligen Bereich.

Windabwärts von Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragungsleitungen (HGÜ) treten jedoch auch bei Partikeln im Mikrometerbereich nur Ladungszuwächse im ein- bis niedrigen zweistelligen Bereich auf, und windabwärts von Wechselspannungsleitungen ist der Zuwachs noch geringer. Bei diesen geringen Ladungszuwächsen, selbst windabwärts von HGÜ, kann eine signifikante zusätzliche Ladungs-induzierte Deposition ausgeschlossen werden kann: Schon einfache theoretische Abschätzungen der Deposition unter der Annahme, dass ausschließlich elektrostatische Kräfte wirken, ergeben sehr geringe Zuwächse der Depositionswahrscheinlichkeit, relativ zur Depositionswahrscheinlichkeit für neutrale Partikel derselben Größe. Ein Großteil der Partikel, welche durch die elektrostatische Anziehung die Atemwegswand erreichen könnten, erreicht diese in der Praxis zudem ohnehin aufgrund des Wirkens der Massekräfte, womit sich das Potential für einen Ladungs-induzierten Zusatzeffekt weiter verringert. Aus den Daten der Humanstudie von MELANDRI et al. (1983) ergab sich, dass die tatsächliche zusätzliche Ladungs-induzierte Deposition in der Lunge für Partikel größer als 300 nm Deposition nur 40% dieser theoretischen Erwartungen oder weniger beträgt.

Für kleinere Partikel, bei welchen die thermodynamische Deposition dominiert, sind die Experimentalstudien von COHEN et al. relevant: COHEN et al. (1995) untersuchten die Deposition in Modellen der Luftröhre, COHEN et al. (1998) arbeiteten mit einem plastischen Modell der kompletten Tracheo-Bronchialregion. Die genutzten Partikel hatten einen Durchmesser zwischen 15 und 125 nm, bei derart kleinen Partikeln treten Ladungszahlen größer als 1 praktisch kaum auf. Die Experimente ergaben Ladungs-induzierte Depositionen, welche deutlich über den theoretischen Erwartungen liegen. Der Grund ist unklar, auch methodologische Probleme können nicht ausgeschlossen werden. Hier wäre eine Wiederholung der Experimente notwendig, einschließlich einer Ausdehnung auf größere Partikel (um zu überprüfen, ob der Effekt auch noch im Bereich der aerodynamischen Deposition auftritt). Es ist auch unklar, ob und wie diese Ergebnisse auf tiefere Abschnitte des Atemtrakts, insbesondere die Lungenbläschen, extrapoliert werden können.

Aber selbst eine Extremabschätzung auf Grundlage der Ergebnisse von COHEN et al. (1995) ergab, dass die Ladungs-induzierte Deposition weder die totale Anzahl noch die totale Masse deponierter Partikel signifikant erhöhen kann: erstere wird von der Deposition von Partikeln im Bereich von größenordnungsmäßig 10 nm dominiert, letztere von Partikeln im Mikrometerbereich, in beiden Bereichen ist jedoch bereits die Deposition neutraler Partikel sehr hoch; die Ladung kann hier (bei den windabwärts von HGÜ erwarteten Ladungszahlen) praktisch keinen Zusatzeffekt mehr erzielen. Im mittleren

Größenbereich (etwa um 100 nm) erreicht die Depositionswahrscheinlichkeit neutraler Partikel ein Minimum. Hier ergab die Extremwertabschätzung immerhin etwa eine Verdopplung der Depositionswahrscheinlichkeit in der Alveolär-Interstitiellen Region. Allerdings streuten die sich aus den Messungen von COHEN et al. (1995) resultierenden Depositionseffizienzen sehr stark, und diese Verdopplung ergab sich, wenn man der Abschätzung die Werte aus der Obergrenze des Streubereichs zugrunde legte. Aber selbst wenn diese Verdopplung tatsächlich eintreten würde, könnte aufgrund des geringen Anteils von Partikeln dieser Größe (sowohl an der Gesamtanzahl als auch an der Gesamtmasse der deponierten Partikel) daraus nur dann eine besondere Gesundheitsgefahr resultieren, wenn Partikel in diesem Größenbereich eine erhöhte Schadwirkung besitzen, im Vergleich zu kleineren oder größeren Partikeln.

Unabhängig davon ist festzuhalten, dass eine Verdopplung der deponierten Menge (egal in welchem Partikel-Größenbereich) auch dann eintritt, wenn sich einfach die Menge an Partikeln in der Luft in diesem Größenbereich verdoppelt, d.h. ein Aufenthalt in stark partikelhaltiger Luft sollte generell eine höhere Wirkung entfalten als ein Aufenthalt windabwärts einer Hochspannungsleitung.

Neben dieser Haupthypothese existieren auch weitere Hypothesen zu Gesundheitsgefahren mit Bezug zu Ionen oder geladenen Partikeln und Hochspannungsleitungen. Mehrere Studien wiesen zum Beispiel darauf hin, dass die Ladung bei Fasern eine höhere Depositionsverstärkung bewirken kann als bei sphärischen Partikeln gleicher Masse (hier besteht kein direkter Bezug zu Hochspannungsleitungen, aber das Thema als solches verdient Aufmerksamkeit). Von Interesse für weitere Studien ist auch das Thema der Ablagerung von Radon-Folgeprodukten an Oberflächen unter Einfluss der elektrischen Felder von Hochspannungsleitungen.

Schließlich erfolgte eine Kurzanalyse von Befunden epidemiologischer Studien, welche eine erhöhte Prävalenz von Kinderleukämie im Umfeld von Hochspannungsleitungen behaupteten. Aus diesen Studien lassen sich keine direkten Rückschlüsse auf die Ursache dieser Leukämie-Häufungen ziehen. Einige Studien ergaben, dass der Bereich erhöhter Prävalenz deutlich über die Entfernungen hinausreicht, in welchen die elektromagnetischen Felder der Leitungen wirksam sind. Deshalb gerieten geladene Partikel in den Fokus. Es kann aber auch nicht ausgeschlossen werden, dass es sich bei diesen Leukämie-Häufungen um statistische Ausreißer handelt, oder dass sie durch sogenannte Störfaktoren (*confounder*) verursacht wurden (d.h. es besteht keine Kausalverbindung zu Hochspannungsleitungen. Vorgeschlagen wurde zum Beispiel, dass Hochspannungsleitungen überproportional häufig nahe von Hauptstraßen verlaufen oder dass sich der sozio-ökonomische Status der Bewohner von Häusern im Umfeld von Hochspannungsleitungen signifikant vom Bevölkerungsdurchschnitt unterscheidet). Gezielte Suchen nach Störfaktoren lieferten allerdings keinen zwingenden Befund.

Als bester Einzelbeleg für die Existenz dieser Häufungen von Leukämiefällen gilt die britische Großstudie von DRAPER et al. (2005), welche den Zeitraum 1962-95 betraf. Neuere Studien, einschließlich einer Fortschreibung ebendieser Großstudie bis ins Jahr 2008 unter Nutzung derselben Methodologie (BUNCH et al. 2014a), konnten diese Häufungen in rezenteren Zeiträumen nicht mehr nachweisen. Kinderleukämie ist generell eine seltene Krankheit und hat wahrscheinlich eine Vielzahl von Ursachen; die Hochrechnung der Daten von DRAPER et al. (2005) ergab, dass selbst dann, wenn tatsächlich eine Kausalverbindung besteht, Hochspannungsleitungen im Extremfall nur für einen sehr geringen Teil aller im Untersuchungszeitraum in England & Wales aufgetretenen Fälle verantwortlich sein können (etwa für einen von 80 Fällen). Deshalb sind aus derartigen Studien eher keine neuen Erkenntnisse zu erwarten.

Insgesamt bestätigt dieser Report damit den Review des britischen National Radiological Protection Board (NRPB 2004), wonach Ionen und geladene Partikel im Umfeld von Hochspannungsleitungen keine signifikanten negativen gesundheitlichen Auswirkungen auf den Menschen haben sollten.

8 Anhang

8.1 Maximale Ladungsdichte einer unipolaren Ionenwolke

Dieser Abschnitt erläutert detailliert die Herleitung eines Maximalwerts für die Ionenkonzentration einer unipolaren Ionenwolke, siehe Abschnitt 2.1.2. Die Herleitung erfolgte durch KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a). Die Theorie beruht auf zwei fundamentalen Gleichungen: der Kontinuitätsgleichung der Elektrodynamik

$$\vec{\nabla} \vec{J} + e \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (8.1-1)$$

mit J der Stromdichte (Ladungsfluss pro Fläche), e der Elementarladung ($1,602 \cdot 10^{-19}$ As) und n der Ladungsdichte (Anzahl Ladungen pro Luftvolumen), sowie dem Gaußschen Gesetz

$$\vec{\nabla} \vec{E} = \frac{en}{\epsilon_0} \quad (8.1-2)$$

mit E dem elektrischen Feld und ϵ_0 der elektrische Feldkonstante ($8,854 \cdot 10^{-12}$ AsV⁻¹m⁻¹).

Es sei angenommen, dass nur einfach geladene Ionen einer Polarität vorliegen und dass alle Ionen dieselbe Größe und damit dieselbe Ionenmobilität μ besitzen. Für eine unipolare Wolke aus Cluster-Ionen kann dies in sehr guter Näherung angenommen werden, n ist nun somit gleichzeitig die Konzentration der Cluster-Ionen (Anzahl Ionen pro Volumen).

Ein emittiertes Ion entfernt sich mit der Geschwindigkeit

$$\vec{v}_{ion} = \mu \vec{E} + \vec{v} \quad (8.1-3)$$

von der Ionenquelle; v ist die Windgeschwindigkeit, E das elektrische Feld, und μ die Ionenmobilität. Die Stromdichte J ist entsprechend

$$\vec{J} = ne(\mu \vec{E} + \vec{v}) \quad (8.1-4)$$

Die totale Zeitableitung der Ionenkonzentration n ist, mit Gleichung (8.1-3),

$$\frac{dn}{dt} = \vec{v}_{ion} \vec{\nabla} n + \frac{\partial n}{\partial t} = \vec{\nabla} [n(\mu \vec{E} + \vec{v})] + \frac{\partial n}{\partial t} - n\mu \vec{\nabla} \vec{E} - n\vec{\nabla} \vec{v} \quad (8.1-5)$$

Die ersten beiden Glieder auf der rechten Seite sind gerade die Kontinuitätsgleichung (8.1-1), sie ergeben in der Summe Null. Es sei zudem angenommen, dass die Windgeschwindigkeit v uniform ist, d.h. $\vec{\nabla} \vec{v}$ ist ebenfalls Null. Damit bleibt, nach Einsetzen des Gaußschen Gesetzes (8.1-2)

$$\frac{dn}{dt} = -n\mu \vec{\nabla} \vec{E} = -\frac{\mu e}{\epsilon_0} n^2 \quad (8.1-6)$$

Diese Gleichung wird im Allgemeinen gelöst durch

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \frac{\mu e}{\epsilon_0} \tau \gtrsim \frac{\mu e}{\epsilon_0} \tau \quad (8.1-7)$$

τ ist speziell die Zeit, in welcher ein Ion die Strecke von der Ionenquelle bis zum Messort zurücklegt. n_0 , die Ionenkonzentration an der Quelle, ist a priori unbekannt. Es ergibt sich jedoch offenbar ein Maximalwert, wenn man n_0 als unendlich hoch (Punktquelle) annimmt:

$$n\tau \lesssim \frac{\epsilon_0}{\mu e} \approx 4 \times 10^{11} \frac{s}{m^3} \quad (8.1-8)$$

Im Allgemeinen ist allerdings auch τ a priori unbekannt: Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten, und bei Windstille oder bei Messorten windaufwärts der Leitung ohnehin, kann τ nicht einfach aus

Windgeschwindigkeit und horizontaler Entfernung zur Stromleitung abgeschätzt werden. KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) schlagen die folgende allgemeine Lösung vor: Gesucht ist der minimal mögliche Wert für τ (denn dieser würde laut Gleichung (8.1-7) und (8.1-8) den maximal möglichen Wert für n liefern). Im Allgemeinen ergibt sich τ aus dem Pfadintegral entlang des zurückgelegten Weges:

$$\tau = \oint \frac{1}{v_{ion}} ds = \oint \frac{1}{\mu \vec{\sigma} \vec{E} + \vec{\sigma} \vec{v}} ds \quad (8.1-9)$$

$\vec{\sigma}$ ist dabei ein Einheitsvektor, welcher an jedem Wegpunkt in die Bewegungsrichtung des Ions zeigt. Gleichzeitig muss als Bedingung gelten:

$$U = \oint \vec{\sigma} \vec{E} ds \quad (8.1-10)$$

U ist die Potentialdifferenz zwischen Ionenquelle und Messort; wenn sich der Messort am oder knapp über dem Boden befindet, kann im Fall von Hochspannungsleitungen hierfür die Nominalspannung der Leitung verwendet werden. Mathematisch muss damit ein Optimierungsproblem mit Nebenbedingungen gelöst werden. Dies erfolgt unter Nutzung eines sogenannten Lagrange-Multiplikators ξ :

$$I = \oint \left(\frac{1}{\mu \vec{\sigma} \vec{E} + \vec{\sigma} \vec{v}} + \xi \vec{\sigma} \vec{E} \right) ds \quad (8.1-11)$$

Es sei angenommen, dass eine Funktion $\vec{\sigma} \vec{E}$ existiert, bei welcher τ , und damit die durch Gleichung (8.1-11) definierte Größe I , minimiert wird. $\vec{\sigma} \vec{E}$ wiederum soll von einem Parameter y abhängen. D.h. die Ableitung von I nach eben diesem Parameter y muss den Wert Null annehmen, wenn $\vec{\sigma} \vec{E}$ mit der minimierenden Funktion übereinstimmt.

$$0 = \frac{\partial I}{\partial y} = - \oint \left[\mu \frac{1}{(\mu \vec{\sigma} \vec{E} + \vec{\sigma} \vec{v})^2} - \xi \right] \frac{\partial(\vec{\sigma} \vec{E})}{\partial y} ds \quad (8.1-12)$$

Da dies für beliebige Variationen von $\vec{\sigma} \vec{E}$ gelten soll, muss somit der Ausdruck in der eckigen Klammer den Wert Null annehmen. Damit ergibt sich

$$\vec{\sigma} \vec{E} = \frac{1}{\mu} \left[\pm \sqrt{\frac{\mu}{\xi}} - \vec{\sigma} \vec{v} \right] \quad (8.1-13)$$

Über diese Gleichung (8.1-13) kann nun das Pfadintegral berechnet werden. Die linke Seite entspricht dann Gleichung (8.1-10). Zudem wurde bereits oben angenommen, dass die Windgeschwindigkeit v konstant sein soll und der Wind horizontal weht (keine Verwirbelungen). Das Pfadintegral über $\vec{\sigma} \vec{v}$ vereinfacht sich damit zu

$$\oint \vec{\sigma} \vec{v} ds = \vec{v} \oint \vec{\sigma} ds = \vec{v} \vec{L} = vL \cos(\vec{v}, \vec{L}) = vx \quad (8.1-14)$$

$\vec{L}$ ist ein Vektor (und L sein Betrag), welcher Quelle und Messort in direkter Linie verbindet. x ist damit die horizontale Distanz zwischen Quelle und Messort. Damit folgt also nach Integration von Gleichung (8.1-13)

$$U = \frac{1}{\mu} \left[\pm \sqrt{\frac{\mu}{\xi}} s - vx \right] \quad (8.1-15)$$

Gleichzeitig kann Gleichung (8.1-13) auch direkt in Gleichung (8.1-9) eingesetzt werden

$$\tau_{min} = \oint \frac{1}{\mu \vec{\sigma} \vec{E} + \vec{\sigma} \vec{v}} ds = \oint \frac{1}{\pm \sqrt{\frac{\mu}{\xi}}} ds = \frac{1}{\pm \sqrt{\frac{\mu}{\xi}}} s \quad (8.1-16)$$

Gleichung (8.1-16) ergibt die minimale Zeit τ_{min} , in welcher das Ion von Quelle zu Messort wandern kann, denn das war ja gerade die Bedingung, aus welcher Gleichung (8.1-13) hervorging. Wenn man nun noch Gleichung (8.1-15) in Gleichung (8.1-16) einsetzt, folgt

$$\tau_{min} = \frac{s^2}{\mu U + vx} \quad (8.1-17)$$

Dieser Ausdruck kann nun in Gleichung (8.1-8) eingesetzt werden, welche einen Maximalwert für das Produkt $n\tau$ setzte. Es ergibt sich somit ein Maximalwert für n :

$$n \lesssim \frac{\varepsilon_0}{\mu e \tau_{min}} = \frac{\varepsilon_0}{e} U \frac{1}{s^2} + \frac{\varepsilon_0}{\mu e} \frac{vx}{s^2} \quad (8.1-18)$$

Der Weg s , auf welchem ein Ion in kürzester Zeit von der Quelle zum Messort gelangt, ist nicht unbedingt eine Gerade. Je länger s , umso niedriger damit aber auch der Maximalwert der Ladungsdichte n , d.h. zwecks Maximalwert-Abschätzung kann angenommen werden, dass der Weg s eine Gerade ist; s wird durch L , den Betrag des Vektors $\vec{L}$, ersetzt:

$$n \lesssim \frac{\varepsilon_0}{e} U \frac{1}{x^2 + h^2} + \frac{\varepsilon_0}{\mu e} \frac{vx}{x^2 + h^2} \quad (8.1-19)$$

h ist die Höhe der Quelle (hier der Stromleitung) über dem Boden (wichtig: h ist keine beliebige vertikale Distanz relativ zur Quelle. Der Messort muss sich am Boden befinden, denn nur dann kann in Gleichung (8.1-10) das Pfadintegral über das elektrische Feld mit der Spannung U der Leitung gleichgesetzt werden).

Gleichung (8.1-19) ist der komplette von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) hergeleitete Maximalwert für die am Boden gemessene Konzentration n einer unipolaren Ionenwolke, welche an einer Hochspannungsleitung emittiert wurde und sich mit dem Wind windabwärts ausbreitet. Von der Herleitung der Gleichung her ist n eigentlich die Raumladung, denn selbst wenn die emittierten Ionen mit einem Partikel kollidierten und somit ihre Ladung an dieses Partikel übertragen, bleibt die Netto-Raumladung unverändert; auch Partikelladungen tragen zur weiteren Ausbreitung der Ionenwolke quer zur Bewegungsrichtung bei. Allerdings wurde Gleichung (8.1-19) unter der Annahme hergeleitet, dass die Raumladung völlig durch Cluster-Ionen einer Polarität dominiert wird, welchen in sehr guter Näherung eine einheitliche Ionenmobilität μ zugeschrieben werden kann; geladene Partikel besitzen eine um Größenordnungen niedrigere Ionenmobilität (sie fällt mit wachsendem Partikeldurchmesser und ist somit nicht mehr einheitlich). Gleichung (8.1-19) wäre somit nicht mehr auf die Raumladung anwendbar, sobald geladene Partikel hiervon einen signifikanten Anteil bilden und μ damit keine feste und bekannte Größe mehr ist. Gleichung (8.1-19) kann aber in jedem Fall als Maximalwert für die Konzentration der Cluster-Ionen genutzt werden.

Hergeleitet wurde Gleichung (8.1-19) für rein unipolare Ionenwolken, praktisch liefert sie somit einen Maximalwert für die Netto-Ionenkonzentration; die Brutto-Ionenkonzentration (die Summe aus der Konzentration der Ionen beider Polaritäten) kann theoretisch beliebig höher liegen. Windabwärts von Hochspannungsleitungen dominiert bei den Cluster-Ionen aber in der Regel eine Polarität so deutlich, so dass die Brutto-Konzentrationen kaum höher als die Netto-Konzentrationen sind.

Gleichung (8.1-19) enthält zwei Terme: den Spannungsterm und den Windterm: ersterer enthält die Leitungsspannung U , letzterer die Windgeschwindigkeit v . In größerer Entfernung x windabwärts der Leitung kann h (die Höhe der Leitung über dem Boden) gegenüber x vernachlässigt werden; der Spannungsterm fällt nun mit dem Quadrat der Entfernung x , der Windterm ist lediglich umgekehrt proportional zu x . In ausreichend großer Entfernung (abhängig von der Windgeschwindigkeit) kann somit der Spannungsterm gegenüber dem Windterm vernachlässigt werden. Zudem kann v identisch zu x/t angenommen werden mit t der Zeit, in welcher ein sich mit Windgeschwindigkeit v bewegendes Luftpaket die Strecke x zurücklegen würde. Damit folgt

$$nt \lesssim \frac{\varepsilon_0}{\mu e} \approx 4 \times 10^{11} \frac{s}{m^3} \quad (8.1-20)$$

Dies ist identisch zu Gleichung (8.1-8) unter der Voraussetzung, dass die Zeit τ , in welcher ein Ion die Strecke x zurücklegt, identisch zur Zeit t ist (d.h. das Ion bewegt sich mit Windgeschwindigkeit). Gleichung (8.1-20) ist somit eine praktische Näherung für das Produkt nt (welches eine Rolle bei der Abschätzung maximal möglicher Partikelbeladungen spielt: je größer nt , umso mehr Ladungen können an Partikel übertragen werden). Der Maximalwert für nt laut Näherung (8.1-20) ist somit unabhängig von Leitungsspannung, Entfernung zur Leitung oder Windgeschwindigkeit, es besteht lediglich eine leichte Abhängigkeit von der Polarität der Ionenwolke (die Mobilitäten μ für negative Cluster-Ionen sind typischerweise etwas höher als die Mobilitäten für positive Cluster-Ionen). In Leitungsnähe sowie bei niedriger Windgeschwindigkeit kann dieser Maximalwert allerdings überschritten werden.

In der experimentellen Begleitstudie KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983b) nennen die Autoren drei Bedingungen, welche erfüllt sein müssten, damit die gemessenen Werte für die Netto-Raumladung (welche durch Cluster-Ionen mit einheitlicher Ionenmobilität dominiert sein soll) dem Maximalwert für n laut Gleichung (8.1-19) tatsächlich sehr nahe kommen:

- Die Komponente des elektrischen Feldes E in Bewegungsrichtung des Ions darf sich entlang des kompletten zurückgelegten Wegs nicht ändern. Praktisch ist diese Bedingung nicht zu erfüllen. Mathematisch folgt sie aus Gleichung (8.1-12): Setzt man den Lagrange-Multiplikator ξ auf null, liefert Gleichung (8.1-12) die Bedingung, unter welcher die Zeit τ ihr mathematisch mögliches absolutes Minimum unabhängig von jeglicher Nebenbedingung erreicht. Diese Bedingung wäre nun allerdings, dass die Ableitung von $\vec{\sigma} \vec{E}$ verschwindet. $\vec{\sigma} \vec{E}$ ist per Definition die Komponente des elektrischen Feldes E in Bewegungsrichtung des Ions.
- Die Ionen bewegen sich zwischen Quelle und Messort entlang einer Gerade. Siehe dazu den Übergang von Gleichung (8.1-18) zu Gleichung (8.1-19). In ausreichender Entfernung windabwärts der Leitung oder bei niedriger Windgeschwindigkeit im Allgemeinen ist diese Bedingung in guter Näherung erfüllt.
- Die Ladungsdichte n muss bereits um Größenordnungen im Vergleich zur Ladungsdichte n_0 an der Quelle abgefallen sein, siehe Gleichung (8.1-7). Im Fall einer Stromleitung als Ionenquelle kann dies als erfüllt betrachtet werden.

Wenn man n als Maximalwert für die Netto-Konzentration der Cluster-Ionen betrachtet, kommt praktisch eine vierte Bedingung dafür hinzu, dass n dem Maximalwert laut Gleichung (8.1-19) tatsächlich sehr nahe kommt: es gingen keine Cluster-Ionen verloren, sei es durch Anlagerung an Partikel oder durch turbulente Luftvermischung (Verlust durch gegenseitige Neutralisierung würde die Netto-Konzentration nicht beeinflussen, da dabei Cluster-Ionen immer paarweise verlorengehen).

Für $x=0$, also direkt unter der Hochspannungsleitung, hängt der Maximalwert für n laut Gleichung (8.1-19) nicht von der Ionenmobilität μ und auch nicht von der Windgeschwindigkeit ab, egal wie hoch die Leitungshöhe h ist. Vor allem letzteres Ergebnis ist anti-intuitiv und sollte nicht der Realität entsprechen. Tatsächlich müssen sich alle Partikel, welche einen Ort am Boden in Leitungsnähe oder windaufwärts der Leitung erreichen sollen, entlang eine Kurve bewegen: zunächst mittels des elektrischen Felds windaufwärts, dann mit dem Wind wieder windabwärts. Je höher die Windgeschwindigkeit, umso länger der erforderliche Weg, und umso niedriger der maximal erreichbare Wert für n . Da Gleichung (8.1-19) nur einen Maximalwert darstellen soll, wurde die analytisch schwierig darstellbare Beziehung zwischen der Weglänge s und der Windgeschwindigkeit v vernachlässigt; beim Übergang von Gleichung (8.1-18) zu Gleichung (8.1-19) wurde s durch L , ersetzt, d.h. es wurde angenommen, dass sich die Ionen zwischen Quelle und Messort in jedem Fall entlang des geometrisch kürzesten Wegs, einer Gerade, bewegten. Damit sollte Gleichung (8.1-19) den tatsächlich maximal erreichbaren Wert für n überschätzen.

8.2 ICRP-Modell

8.2.1 Das Depositionsmodell

Eine quantitative Darstellung der Wahrscheinlichkeit der Ablagerung von neutralen Partikeln in Lunge und Atemwege ergibt sich aus dem von der International Commission on Radiological Protection (ICRP) publizierten *Human Respiratory Tract Model for Radiological Protection*, oft einfach als ICRP-Modell bezeichnet. Das komplette, sehr umfangreiche Dokument (ICRP 1994) ist im Internet erhältlich, zudem können von der Webseite journals.sagepub.com auch einzelne Kapitel separat heruntergeladen werden². Für diese Studie sind die folgenden Kapitel relevant: *Section 5: Deposition Model*, sowie *Annexe D. Deposition of Inhaled Particles* (JAMES et al. 1994). Eine kurze grundlegende Beschreibung findet sich in BAIR (1994). Hier sollen die benutzten Formeln und Faktoren kurz zusammengefasst werden.

Das ICRP-Modell unterteilt den Atemtrakt in 5 Abschnitte:

- Extrathorakale Atemwege 1 (ET₁): vordere Nasengänge. Dieser Bereich wird nur bei Atmung durch die Nase durchströmt.
- Extrathorakale Atemwege 2 (ET₂): hintere Nasengänge, Mund, Rachen und Kehlkopf. Für diesen Bereich ergeben sich separate Parameter, je nachdem ob die Atmung durch Nase oder Mund erfolgt (sofern sie durch beide Wege erfolgt, werden die sich ergebenden Depositionswahrscheinlichkeiten am Ende addiert).
- Bronchialregion (BB₁, im ICRP-Modell als BB bezeichnet): Luftröhre und Bronchien (Generationen 0-8. Als Generation bezeichnet man die Verzweigungen der Atemwege: an jeder Generation teilen sie sich in zwei oder mehr Wege. Generation 0 ist die Luftröhre).
- Bronchioläre Region (bb₂, im ICRP-Modell als bb bezeichnet): Bronchiolen (Generationen 9-15, diese haben einen Durchmesser kleiner als 2 mm).
- Alveolär-Interstitielle Region (AI): von den respiratorischen Bronchiolen bis zu den Lungenbläschen (Generationen 16-26).

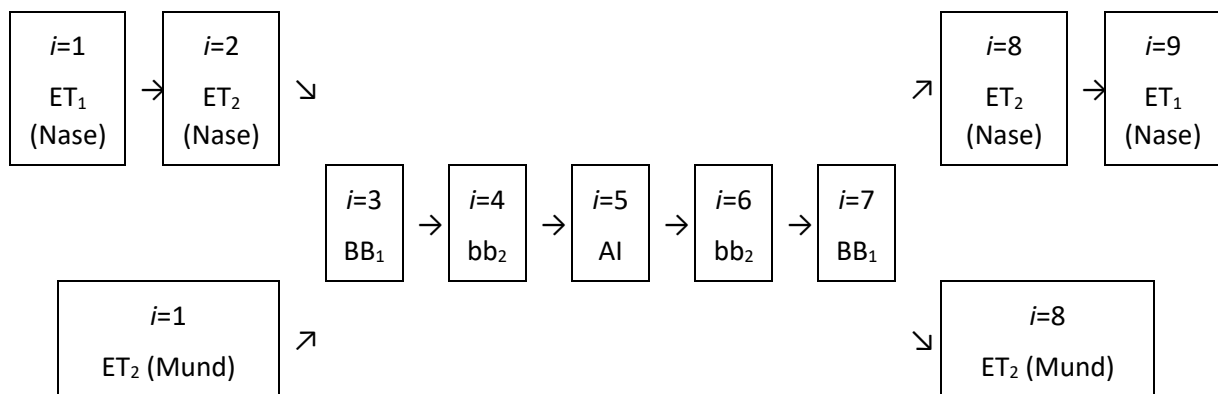


Abbildung 8.2-1: Weg der Luft durch die Abschnitte des Atemtrakts; i bezeichnet die Filterschritte.

Abbildung 8.2-1 stellt den durch die Luft im Atemtrakt zurückgelegten Weg dar. Die Zahl i nummeriert die Filterschritte. Bis auf die Alveolär-Interstitielle Region (AI) wird jeder Bereich zweimal durchströmt: einmal beim Ein- und einmal beim Ausatmen.

Während des Aufenthalts der Luft in diesen Abschnitten lagern sich Partikel ab. Den Angaben gemäß ist das Modell von einem Partikeldurchmesser 0,5 nm bis zu einem aerodynamischen Median-Durchmesser von 100 µm anwendbar (bei letzterem Wert handelt es sich um den Medianwert einer polydispersen Log-

² Link zum kompletten Dokument (PDF, 31 MB): <https://www.icrp.org/publication.asp?id=ICRP%20Publication%2066>. Die hier relevante *Section 5: Deposition Model* (PDF, 1,1 MB) findet sich auch auf <https://journals.sagepub.com/doi/pdf/10.1016/0146-6453%2894%2990033-7>, sowie der *Annexe D. Deposition of Inhaled Particles* (JAMES et al. 1994, PDF, 5 MB) auf <https://journals.sagepub.com/doi/pdf/10.1177/014664539402401-316>.

Normalverteilung, d.h. faktisch muss das Modell noch für Partikel bis zu etwa 1 mm Größe sinnvolle Werte liefern. Oberhalb von etwa 10 µm ergibt das Modell eine praktisch komplette Ausfilterung im Bereich der Extrathorakalen Atemwege). In jedem Abschnitt wirken zwei Depositionsmechanismen (zu den Zusammenhängen zwischen den im Folgenden erwähnten Größen siehe Abschnitt 8.2.3):

- **Thermodynamische Deposition:** durch Diffusion der Partikel zur Wand der Atemwege. Dieser Mechanismus ist umso bedeutender, je kleiner die Partikel sind. Quantitativ wird die Deposition durch den Diffusionskoeffizient D bestimmt, aus welchem sich per Definition der thermodynamische Durchmesser d_{th} ergibt; hierbei handelt es sich um den Durchmesser, welchen ein sphärisches Partikel mit demselben Diffusionskoeffizienten wie das gegebene Partikel hätte. Der thermodynamische Durchmesser ist, außer für sehr kleine Partikel (< 2 nm), praktisch mit dem Volumenäquivalenten Kugeldurchmesser (*equivalent volume diameter*) d_e identisch; dies ist der Durchmesser, welchen ein sphärisches Partikel mit demselben Volumen wie das gegebene Partikel hätte; dies entspricht damit der landläufigen Definition eines Durchmessers.
- **Aerodynamische Deposition:** durch Sedimentation und Impaktion. Ersteres beschreibt Ablagerung aufgrund der Schwerkraft, letzteres aufgrund der Trägheit: träge Partikel können in gebogenen Abschnitten des Luftwegs dem Luftstrom nicht folgen und berühren die Wand. Beide Mechanismen werden umso bedeutender, je größer und damit schwerer die Partikel sind. Quantitativ wird die Deposition durch den aerodynamischen Durchmesser d_{ae} bestimmt; hierbei handelt es sich um den Durchmesser, welchen ein sphärisches Partikel der Dichte von 1 g/cm^3 hätte (dies ist die Dichte von Wasser), das sich unter Einfluss der Gravitation mit derselben Sinkgeschwindigkeit bewegt wie das gegebene Partikel. Der aerodynamische Durchmesser d_{ae} ist damit (außer für Wassertropfen) im Allgemeinen selbst bei sphärischen Partikeln nicht identisch mit dem tatsächlichen Partikel-Durchmesser. Unter Einsetzen der vom ICRP empfohlenen Standard-Parameter (siehe Abschnitt 8.2.3) ergibt sich für Partikel größer als 1 µm ein Verhältnis d_{ae}/d_{th} von etwa 1,4, zu kleineren Partikeln steigt das Verhältnis an und stabilisiert sich für Partikel kleiner als etwa 10 nm bei etwa 2.

Die detaillierten Parameter sind im Abschnitt 8.2.2 gelistet. Standardparameter bestehen für verschiedene Arten von Personen: Erwachsene und 15-jährige, jeweils männlich und weiblich, dazu 10-, 5- und 1-jährige und 3 Monate alte Kinder. Hinsichtlich der Aktivität verwendet das Modell vier Standardprofile: Schlaf, Sitzen, leichte und schwere Tätigkeit. Das Modell unterscheidet zudem noch zwischen Normalatmern, welche bei nicht zu schwerer Tätigkeit ausschließlich durch die Nase einatmen, und Mundatmern, welche zudem stets auch zu einem gewissen Anteil durch den Mund einatmen.

Zunächst erfolgt unter Nutzung der in Tabelle 8.2-1 und Tabelle 8.2-2 im Abschnitt 8.2.2 gelisteten Parameter und Gleichungen die Berechnung der aerodynamischen und thermodynamischen Depositionswahrscheinlichkeit $\eta_{ae,i}$ und $\eta_{th,i}$ für jeden einzelnen Filterschritt i , d.h. für jede Passage eines Abschnitts des Atemtrakts. Mit Ausnahme des Abschnitts AI wird jeder Abschnitt zweimal passiert (einmal beim Ein- und einmal beim Ausatmen), wobei sich für nicht-hygroscopische Partikel identische Depositionswahrscheinlichkeiten ergeben (mit einer Ausnahme: in der Region BB₁ ergeben sich beim Ein- und Ausatmen unterschiedliche Werte für die aerodynamische Deposition). Bei hygroscopischen Partikeln muss die kontinuierliche Zunahme des Partikeldurchmessers berücksichtigt werden, damit ergeben sich beim Ein- und Ausatmen unterschiedliche Werte (siehe Abschnitt 8.2.4). Die totale Depositionseffizienz η_i für jeden Schritt ergibt sich dann zu

$$\eta_i = \sqrt{\eta_{ae,i}^2 + \eta_{th,i}^2 - \eta_{ae,j}^2 \eta_{th,i}^2} \quad (8.2-1)$$

Diese beschreibt den Anteil deponierter Partikel relativ zu allen Partikeln, welche den betreffenden Atemtrakt-Abschnitt erreichen. Von eigentlichem Interesse ist jedoch die Fraktionelle Deposition DE , d.h. der Anteil deponierter Partikel relativ zu allen Partikeln, welche sich vor dem Einatmen im eingeatmeten Luftvolumen befanden. Relevant ist hierfür neben den individuellen Effizienzen η_i für jeden Filterschritt i zudem auch die sogenannte Inhalierbarkeit (*inhalability*) η_{inh} . Diese beschreibt die Einlass-Effizienz: wie

viele Partikel werden tatsächlich in den Atemtrakt gesaugt, relativ zu allen Partikeln, welche sich ursprünglich im eingeatmeten Luftpaket befanden. Die allgemeine Gleichung zur Ermittlung von η_{Inh} lautet

$$\eta_{Inh} = 1 - \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{7,6 \cdot 10^{-4} (d_{ae} [\mu m])^{2,8} + 1} \right\} + 10^{-5} (v [\text{ms}^{-1}])^{2,8} \exp(0,055 d_{ae} [\mu m]) \quad (8.2-2)$$

η_{Inh} hängt demnach vom aerodynamischen Durchmesser d_{ae} ab. Für d_{ae} bis zu etwa 1 μm ist η_{Inh} praktisch 1, darüber nimmt die Inhalierbarkeit ab. Bei nicht zu hoher Windgeschwindigkeit v stabilisiert sich die Inhalierbarkeit oberhalb von $d_{ae} \approx 10 \mu m$ bei einem Wert von etwa 0,5. Die zusätzliche Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit v ist nur für sehr große Partikel relevant: selbst bei einer Windgeschwindigkeit von 10 m/s (der Obergrenze, bei welcher Gleichung (8.2-2) noch gilt) ergibt sich nur für aerodynamische Durchmesser größer als etwa 30 μm ein nennenswerter Unterschied zu $v=0$: η_{Inh} erreicht ein Minimum und wächst mit weiter steigendem aerodynamischen Partikeldurchmesser wieder auf bis zu 1 an.

DE_i , die individuelle Fraktionelle Deposition in jedem einzelnen Filterschritt i , kann durch eine iterative Rechnung entlang der in Abbildung 8.2-1 vorgegebenen Wege ermittelt werden (die Filternummer i ergibt sich ebenfalls aus dieser Abbildung). Es ergeben sich folgende Gleichungen:

- Für $i=1$ (Abschnitte ET_1 (Nase) und ET_2 (Mund) beim Einatmen):

$$DE_1 = \eta_1 \eta_{Inh} F \quad (8.2-3)$$

F ist hierbei der Anteil des gesamten Luftstroms, welcher über den jeweiligen Kanal (Nase oder Mund) fließt, F ist somit identisch mit entweder F_{Nase} für ET_1 (Nase) oder $1-F_{Nase}$ für ET_2 (Mund). Der Wert von F_{Nase} ergibt sich aus Tabelle 8.2-6 im Abschnitt 8.2.2.

- Für $i \neq 1$ und $i \neq 3$ (alle Filter mit Ausnahme der ersten Filter nach dem Einatmen sowie des Filters nach dem Zusammenfluss von Mund- und Nasenstrom):

$$DE_i = DE_{i-1} \eta_i \frac{\Phi_i}{\Phi_{i-1}} \left(\frac{1}{\eta_{i-1}} - 1 \right) \quad (8.2-4)$$

Φ_i ist hierbei der volumetrische Anteil der eingeatmeten Luft, welcher einen bestimmten Abschnitt des Atemtrakts erreicht, der Wert ergibt sich aus Tabelle 8.2-4 im Abschnitt 8.2.2.

- Für $i=3$, d.h. nach dem Zusammenfluss von Mund- und Nasenstrom (Abschnitt BB_1 beim Einatmen):

$$DE_3 = DE_{2,Nase} \eta_3 \frac{\Phi_3}{\Phi_{2,Nase}} \left(\frac{1}{\eta_{2,Nase}} - 1 \right) + DE_{1,Mund} \eta_3 \frac{\Phi_3}{\Phi_{1,Mund}} \left(\frac{1}{\eta_{1,Mund}} - 1 \right) \quad (8.2-5)$$

Hier werden also Nasen- und Mundstrom addiert (in der hier gewählten Nomenklatur gibt es keinen Filter 2 im Mundstrom).

Im Finalschrift müssen schließlich für jeden Abschnitt die sich beim Ein- und Ausatmen ergebenden Werte DE_i , addiert werden, um die totale Fraktionelle Deposition DE im jeweiligen Abschnitt zu erhalten. Im Fall des Abschnitts AI erfolgt keine Addition, da dieser Abschnitt gemäß Abbildung 8.2-1 nur einmal passiert wurde. Im Fall des Abschnitts ET_2 hingegen müssen vier Werte addiert werden: die Fraktionelle Deposition für die Atmung durch Mund und Nase, jeweils für Ein- und Ausatmung.

8.2.2 Modellparameter

Die Parameter und Gleichungen zur Berechnung der aerodynamischen Depositionseffizienz η_{ae} für jeden einzelnen Abschnitt sind in Tabelle 8.2-1 dargestellt, die entsprechenden Parameter und Gleichungen für die thermodynamische Depositionseffizienz η_{th} in Tabelle 8.2-2. Zu beachten sein die genauen Einheiten der verwendeten Größen, siehe unten.

Die Parameter a , R , p werden zur Berechnung der mittleren Depositionswahrscheinlichkeiten η_{ae} und η_{th} benötigt (siehe jeweils die äußerste rechte Spalte). Der Skalenfaktor a_{sc} dient zur Berechnung der Ober- und Untergrenzen (95%-Vertrauensbereich) der Depositionswahrscheinlichkeiten, hierzu ist der Parameter a mit a_{sc} zu multiplizieren bzw. zu dividieren.

Im Abschnitt BB₁ in Tabelle 8.2-1 ergeben sich beim Ein- und Ausatmen unterschiedliche Parameter a .

Tabelle 8.2-1: Parameter zur Berechnung der aerodynamischen Depositionseffizienz η_{ae}

Abschnitt	a	a_{sc}	R	p	η_{ae}
ET ₁ (Nase)	$3 \cdot 10^{-4}$	3,3	$d_{ae}^2 \dot{V}_{Nase} S F_t^3$	1	$\frac{1}{2} (1 - [aR^p + 1]^{-1})$
ET ₂ (Nase)	$5,5 \cdot 10^{-5}$	3,3	$d_{ae}^2 \dot{V}_{Nase} S F_t^3$	1,17	$1 - [aR^p + 1]^{-1}$
ET ₂ (Mund)	$1,1 \cdot 10^{-4}$	3,3	$d_{ae}^2 \frac{(\dot{V} S F_t^3)^{0,6}}{(V_T S F_t^2)^{0,2}}$	1,4	$1 - [aR^p + 1]^{-1}$
BB ₁	Ein: $4,08 \cdot 10^{-6}$ Aus: $2,04 \cdot 10^{-6}$	2,5	$d_{ae}^2 \dot{V} S F_t^{2,3}$	1,152	$1 - \exp(-aR^p)$
bb ₂	0,1147	2,5	$(0,056 + t^{1,5}) \frac{d_{ae}}{t^{0,25}}$	1,173	$1 - \exp(-aR^p)$
AI	$0,146 \times S F_A^{0,98}$	1,7	$d_{ae}^2 t$	0,6495	$1 - \exp(-aR^p)$

Die folgenden Parameter wurden in Tabelle 8.2-1 und Tabelle 8.2-2 genutzt:

- Der aerodynamische Partikeldurchmesser d_{ae} ist in der Einheit μm und der Diffusionskoeffizient D in der Einheit cm^2s^{-1} zu verwenden! Zu den Beziehungen zwischen den Partikeldurchmessern d_e , d_{th} und d_{ae} sowie dem Diffusionskoeffizient D siehe Abschnitt 8.2.3. Im Fall von hygroskopischen Partikeln handelt es sich um die Momentanwerte für d_{ae} und D beim Passieren des jeweiligen Atemwegsabschnitts, siehe Abschnitt 8.2.4 zur Berechnung.
- Der zur Berechnung der thermodynamischen Depositionseffizienz (Tabelle 8.2-2) im Abschnitt BB₁ verwendete Parameter ψ_{th} ergibt sich aus dem thermodynamischen Durchmesser d_{th} (in μm):

$$\psi_{th} = 1 + 100 \exp\left(-[\log_{10}(100 + 10d_{th}^{-0,9})]^2\right) \quad (8.2-6)$$

- Der Luftstrom $\dot{V}_{Nase}$ durch die Nase ergibt sich aus dem totalen Luftstrom $\dot{V}$ sowie dem relativen Anteil F_{Nase} des Flusses durch die Nase (beide in Tabelle 8.2-6 gelistet).

$$\dot{V}_{Nase} = F_{Nase} \dot{V} \quad (8.2-7)$$

- Der Luftstrom $\dot{V}_{Mund}$ durch den Mund ist entsprechend

$$\dot{V}_{Mund} = (1 - F_{Nase}) \dot{V} \quad (8.2-8)$$

Anm.: Bei der Berechnung des Parameters R im Abschnitt ET₂ (Mund) ist bei der Berechnung für die thermodynamische Deposition der Mundstrom $\dot{V}_{Mund}$ anzusetzen, bei der Berechnung für die aerodynamische Deposition hingegen der totale Luftstrom $\dot{V}$ (siehe Tabelle 8.2-1).

- Die Transitzeiten t (in s!) für die einzelnen Abschnitte des Atemtrakts ergeben sich aus Tabelle 8.2-3.
- Alle weiteren relevanten Parameter ergeben sich aus Tabelle 8.2-5 und Tabelle 8.2-6, die Einheiten sind auch hier zu übernehmen.

Tabelle 8.2-2: Parameter zur Berechnung der thermodynamischen Depositionseffizienz η_{th}

Abschnitt	a	a_{sc}	R	p	η_{th}
ET ₁ (Nase)	18	1,4	$D(\dot{V}_{Nase}SF_t)^{-0,25}$	0,5	$\frac{1 - \exp(-aR^p)}{2}$
ET ₂ (Nase)	15,1	1,4	$D(\dot{V}_{Nase}SF_t)^{-0,25}$	0,538	$1 - \exp(-aR^p)$
ET ₂ (Mund)	9	1,4	$D(\dot{V}_{Mund}SF_t)^{-0,25}$	0,5	$1 - \exp(-aR^p)$
BB ₁	$22,02 \times SF_t^{1,24} \psi_{th}$	1,5	Dt	0,6391	$1 - \exp(-aR^p)$
bb ₂	$-76,8 + 167 \times SF_b^{0,65}$	1,5	Dt	0,5676	$1 - \exp(-aR^p)$
Al	$170 + 103 \times SF_A^{2,13}$	1,5	Dt	0,6101	$1 - \exp(-aR^p)$

Tabelle 8.2-3 listet die Transitzeiten t für die einzelnen Abschnitte des Atemtrakts; die Berechnungen greifen ebenfalls auf diverse Parameter aus Tabelle 8.2-5 und Tabelle 8.2-6 zurück.

Tabelle 8.2-3: Transitzeiten t für die Abschnitte des Atemtrakts.

Abschnitt	t (s)
ET ₁ (Nase), ET ₂ (Nase, Mund)	0
BB ₁	$\frac{V_D(BB_1)}{\dot{V}} \left(1 + \frac{V_T}{2FRC}\right)$
bb ₂	$\frac{V_D(bb_2)}{\dot{V}} \left(1 + \frac{V_T}{2FRC}\right)$
Al	$\frac{V_T - V_D(ET)}{\dot{V}} - \frac{V_D(BB_1) + V_D(bb_2)}{\dot{V}} \left(1 + \frac{V_T}{FRC}\right)$

Tabelle 8.2-4 listet die relativen Anteile des Luftvolumens, welche einen bestimmten Abschnitt des Atemtrakts erreichen. Auch hier sind diverse Parameter aus Tabelle 8.2-5 und Tabelle 8.2-6 erforderlich.

Tabelle 8.2-4: Anteile des Luftvolumens, welche einen bestimmten Abschnitt des Atemtrakts erreichen

Abschnitt	Volumetrischer Anteil Φ
ET ₁ (Nase), ET ₂ (Nase, Mund)	1
BB ₁	$1 - \frac{V_D(ET)}{V_T}$
bb ₂	$1 - \frac{V_D(ET) + V_D(BB_1) \left(1 + \frac{V_T}{FRC}\right)}{V_T}$
Al	$1 - \frac{V_D(ET) + \{V_D(BB_1) + V_D(bb_2)\} \left(1 + \frac{V_T}{FRC}\right)}{V_T}$

Tabelle 8.2-5 listet alle Parameter, welche nur von der Person abhängen (Alter und Geschlecht). Die Parameter sind in derselben Einheit anzuwenden wie hier angegeben! Die Absolutwerte der Durchmesser der jeweiligen Generationen (d_0 , d_9 und d_{16}) sowie die typische Körpergröße h sind ebenfalls angegeben.

Tabelle 8.2-5: Parameter, welche nur von der Person abhängen

Parameter	Männl.	Weibl.	Männl., 15 J.	Weibl., 15 J.	10 J.	5 J.	1 J.	3 Mon.
FRC (ml)	3301	2681	2677	2325	1484	767	244	148
V_D (ET) (ml)	50	40	45	39	25	13,3	4,7	2,6
V_D (BB ₁) (ml)	49	40	44	39	26	15,5	6,8	4,5
V_D (BB ₂) (ml)	47	44	41	37	26	16,7	8,7	6,8
$V_{D,total}$ (ml)	146	124	130	115	77	45,5	20,2	13,9
SF_t	1	1,08	1,04	1,09	1,26	1,55	2,2	2,68
SF_b	1	1,04	1,03	1,06	1,16	1,3	1,55	1,67
SF_A	1	1,07	1,07	1,13	1,31	1,63	2,3	2,58
h (cm)	176	163	169	161	138	110	75	60
d_0 (cm)	1,65	1,53	1,59	1,52	1,31	1,06	0,75	0,616
d_9 (cm)	0,165	0,159	0,161	0,156	0,143	0,127	0,107	0,099
d_{16} (cm)	0,051	0,048	0,047	0,045	0,039	0,031	0,022	0,02

Die Bedeutung der in Tabelle 8.2-5 und in der folgenden Tabelle 8.2-6 gelisteten Parameter ist wie folgt:

- FRC : Funktionelle Restkapazität (*Functional Residual Capacity*) der betreffenden Person.
- V_D : Anatomisches Totvolumen (*Anatomical Dead Space*) des betreffenden Abschnitts des Atemtrakts.
- SF_t , SF_b , SF_A : Skalenfaktoren. Diese entsprechen dem Verhältnis des Durchmessers der Luftröhre (*trachea*, Generation 0), der ersten Bronchiole (Generation 9) bzw. der ersten alveolären Bronchiole (Generation 16) einer erwachsenen männlichen Person zum Durchmesser bei der betreffenden Person.
- F_{Nase} : Anteil der durch die Nase eingeatmeten Luft. Das Modell unterscheidet zwischen Normalatmern (welche bei nicht zu schwerer Tätigkeit ausschließlich durch die Nase einatmen) und Mundatmern (welche zudem stets auch zu einem gewissen Anteil durch den Mund einatmen).
- B : Ventilationsrate.
- f_r : Atemfrequenz (*Respiratory Frequency*).
- V_T : Atemvolumen (*Tidal Volume*).
- $\dot{V}$: Volumenfluss.

Tabelle 8.2-6: Parameter, welche von der Person und der Art und Schwere der Tätigkeit abhängen

Parameter	Männl.	Weibl.	Männl. 15 J.	Weibl. 15 J.	10 J.	5 J.	1 J.	3 Mon.
Schlaf. Normalatmer: $F_{Nase}=1$. Mundatmer: $F_{Nase}=0,7$.								
$B \text{ (m}^3\text{h}^{-1}\text{)}$	0,45	0,32	0,42	0,35	0,31	0,24	0,15	0,09
$f_r \text{ (min}^{-1}\text{)}$	12	12	14	14	17	23	34	38
$V_T \text{ (ml)}$	625	444	500	417	304	174	74	39
$\dot{V} \text{ (ml/s)}$	250	178	233	194	172	133	83	50
Sitzen. Normalatmer: $F_{Nase}=1$. Mundatmer: $F_{Nase}=0,7$.								
$B \text{ (m}^3\text{h}^{-1}\text{)}$	0,54	0,39	0,48	0,4	0,38	0,32	0,22	
$f_r \text{ (min}^{-1}\text{)}$	12	14	15	16	19	25	36	
$V_T \text{ (ml)}$	750	464	533	417	333	213	102	
$\dot{V} \text{ (ml/s)}$	300	217	267	222	211	178	122	
Leichte Tätigkeit. Normalatmer: $F_{Nase}=1$. Mundatmer: $F_{Nase}=0,4$.								
$B \text{ (m}^3\text{h}^{-1}\text{)}$	1,5	1,25	1,38	1,3	1,12	0,57	0,35	0,19
$f_r \text{ (min}^{-1}\text{)}$	20	21	23	24	32	39	46	48
$V_T \text{ (ml)}$	1250	992	1000	903	583	244	127	66
$\dot{V} \text{ (ml/s)}$	833	694	767	722	622	317	194	106
Schwere Tätigkeit. Normalatmer: $F_{Nase}=0,5$. Mundatmer: $F_{Nase}=0,3$.								
$B \text{ (m}^3\text{h}^{-1}\text{)}$	3	2,7	2,92	2,57	2,03			
$f_r \text{ (min}^{-1}\text{)}$	26	33	36	38	45			
$V_T \text{ (ml)}$	1920	1364	1352	1127	752			
$\dot{V} \text{ (ml/s)}$	1670	1500	1622	1428	1128			

Tabelle 8.2-6 listet diverse Parameter, welche zusätzlich zur Person auch vom Tätigkeitsprofil abhängen. Auch hier sind die Parameter in derselben Einheit anzuwenden wie hier angegeben. Das ICRP-Modell verwendet vier Standardprofile: Schlaf, Sitzen, leichte und schwere Tätigkeit. Das Modell unterscheidet zudem noch zwischen Normalatmern, welche bei nicht zu schwerer Tätigkeit ausschließlich durch die Nase einatmen, und Mundatmern, welche zudem stets auch zu einem gewissen Anteil durch den Mund einatmen.

8.2.3 Durchmesser und Diffusionskoeffizient

Das ICRP-Modell verwendet die folgenden Durchmesser-Definitionen:

- Der volumenäquivalente Kugeldurchmesser (*equivalent volume diameter*) d_e ist der Durchmesser, welchen ein sphärisches Partikel mit demselben Volumen wie das gegebene Partikel hätte (dies entspricht der landläufigen Definition eines Partikeldurchmessers).
- Der thermodynamische Durchmesser d_{th} ist der Durchmesser, aus welchem sich mit Gleichung (8.2-12) der Diffusionskoeffizient des Partikels ergibt.
- Der aerodynamische Durchmesser d_{ae} ist der Durchmesser, welchen ein sphärisches Partikel der Dichte von 1 g/cm^3 hätte (dies ist die Dichte von Wasser), das sich unter Einfluss der Gravitation mit derselben Sinkgeschwindigkeit bewegt wie das gegebene Partikel.

Die Zusammenhänge zwischen diesen Durchmesser-Definitionen sowie dem Diffusionskoeffizient sind wie folgt: der thermodynamische Durchmesser d_{th} und der volumenäquivalente Kugeldurchmesser d_e sind allgemein über die Gleichung

$$d_{th} = d_e \{1 + 3 \exp(-2,2 \times 10^{-3} \times d_e [\mu\text{m}])\} \approx d_e \quad (8.2-9)$$

verbunden. Relevant ist diese Gleichung aber nur für sehr kleine Partikel: Für einen volumenäquivalenten Kugeldurchmesser von 1 nm ergibt sich ein thermodynamischer Durchmesser von 1,3 nm, und bereits für Partikel größer als 2 nm ergibt sich faktisch ein Verhältnis d_{th}/d_e von 1, d.h. d_e und d_{th} können gleichgesetzt werden.

Zur Berechnung des Diffusionskoeffizienten spielt die sogenannte Cunningham-Korrektur eine Rolle:

$$C(d) = 1 + \frac{\lambda}{d} \left\{ 2,514 + 0,8 \exp \left[-0,55 \frac{d}{\lambda} \right] \right\} \quad (8.2-10)$$

d ist der Partikel-Durchmesser und λ die mittlere Freie Weglänge der Luftmoleküle. Im ICRP-Modell wird ein Wert von $\lambda=0,0683 \mu\text{m}$ genutzt³, dies ist die Freie Weglänge bei einer Temperatur von 37°C , einer relativen Luftfeuchtigkeit von 100% und einem Luftdruck von 76 cm Quecksilbersäule (dies entspricht dem Standard-Luftdruck von 133,3 Pa. λ ist vor allem druckabhängig). Für Durchmesser größer als $1 \mu\text{m}$ liegt die Cunningham-Korrektur sehr nahe bei 1, zu kleineren Durchmessern hin steigt sie jedoch sehr schnell an; bei einem Durchmesser von 1 nm beträgt sie 227.

Der Diffusionskoeffizient D ist wie folgt definiert:

$$D = \frac{\langle x^2 \rangle}{2t} \quad (8.2-11)$$

$\langle x^2 \rangle$ ist dabei das durchschnittliche Quadrat der zurückgelegten Wegstrecke. D berechnet sich unter Verwendung der Cunningham-Korrektur wie folgt:

$$D = \frac{kTC(d_{th})}{3\pi\eta d_{th}} \quad (8.2-12)$$

mit k der Boltzmann-Konstante ($1,25 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$), T der Temperatur und η der Viskosität der Luft. Gleichung (8.2-12) definiert den thermodynamischen Durchmesser d_{th} . Es werden die Verwendung der Werte $T=310 \text{ K}$ (d.h. 37°C) und $\eta=18,8 \mu\text{Pas}$ empfohlen⁴.

Der aerodynamische Durchmesser berechnet sich wie folgt:

³ In der Originalpublikation ist $\lambda=0,0712 \mu\text{m}$ für die Freie Weglänge angegeben. Ein späteres Erratum korrigiert den Wert auf $0,0683 \mu\text{m}$: <https://www.icrp.org/publication.asp?id=ICRP%20Publication%2066>

⁴ In der Originalpublikation ist $\eta=19 \mu\text{Pas}$ für die Viskosität der Luft angegeben. Ein späteres Erratum korrigiert den Wert auf $18,8 \mu\text{Pas}$: <https://www.icrp.org/publication.asp?id=ICRP%20Publication%2066>.

$$d_{ae} = d_e \sqrt{\frac{\rho}{\chi \rho_0} \frac{C(d_e)}{C(d_{ae})}} \cong d_{th} \sqrt{\frac{\rho}{\chi \rho_0} \frac{C(d_{th})}{C(d_{ae})}} \quad (8.2-13)$$

mit ρ der Dichte des Partikels, ρ_0 der Standarddichte von 1 g/cm^3 , und χ dem dynamischen Formfaktor, welcher typischerweise im Bereich 1-2 liegt. Aufgrund der Cunningham-Korrekturen bedarf Gleichung (8.2-13) einer rekursiven Lösung. Da die aerodynamische Deposition nur für große Partikel relevant ist, kann der thermodynamische Durchmesser d_{th} hier in jedem Fall mit dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser d_e gleichgesetzt werden.

Bei Nichtvorhandensein spezifischer Informationen zu den betreffenden Partikeln empfiehlt das ICRP die Verwendung der folgenden Parameter: einer Dichte ρ von 3 g/cm^3 (dreimal so dicht wie Wasser) und einem dynamischen Formfaktor χ von 1,5. Unter Verwendung dieser Werte ist der aerodynamische Durchmesser etwas größer als der thermodynamische Durchmesser (und damit der tatsächliche Partikeldurchmesser): das Verhältnis d_{ae}/d_{th} liegt für Durchmesser größer als $1 \text{ }\mu\text{m}$ bei etwa 1,4, zu kleineren Durchmessern steigt es zunächst an und stabilisiert sich bei Durchmessern kleiner als 10 nm bei etwa 2.

Darüber hinaus verwendet das ICRP-Modell in einigen Abbildungen noch den thermodynamischen bzw. aerodynamischen Mediandurchmesser (*activity median thermodynamic diameter, AMTD*, und *activity median aerodynamic diameter, AMAD*). Diese Größen beziehen sich auf polydisperse Verteilungen, angenommen wird das Vorliegen einer Lognormalverteilung

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma d[\mu\text{m}]} \exp\left(-\frac{[\ln(d)-\ln(d_{median})]^2}{2\sigma^2}\right) \quad (8.2-14)$$

mit der Breite

$$\sigma = \ln\left(1 + 1,5 \left\{1 - \frac{1}{100(d_{median}[\mu\text{m}])^{1,5} + 1}\right\}\right) \quad (8.2-15)$$

d steht für den jeweiligen Durchmesser (d_{th} oder d_{ae}) und d_{median} für den zugehörigen Mediandurchmesser (*AMTD* oder *AMAD*). Hier müssen also die entsprechenden Depositionsraten DE für jeden Partikeldurchmesser d einzeln berechnet und dann mittels der Verteilung (8.2-14) gewichtet werden, um die Depositionsrate DE_{poly} für eine polydisperse Verteilung zu erhalten (Δd steht für die jeweilige Intervallbreite beim zugehörigen Durchmesser d).

$$DE_{poly}(d_{median}) = \sum_i DE(d_i) f(d_i) (\Delta d[\mu\text{m}])_i = \int_0^\infty DE(d) f(d) dd \quad (8.2-16)$$

Wenn keine Informationen zur genauen Partikelgrößenverteilung vorliegen, schlägt das ICRP-Modell die folgenden Standardwerte vor: *AMAD* = $5 \text{ }\mu\text{m}$ für typische Verteilungen am Arbeitsplatz und *AMAD* = $1 \text{ }\mu\text{m}$ für typische Verteilungen, welchen die Allgemeinbevölkerung sowohl in Innenräumen als auch im Freien ausgesetzt ist (in diesen Bereichen dominiert die aerodynamische Deposition, die thermodynamische Deposition kann vernachlässigt werden). Dies gilt aber offenbar nur, wenn die deponierte Partikelmasse bestimmt werden soll; die Anzahl deponierter Partikel wird durch kleine Partikel im zweistelligen Nanometerbereich dominiert, siehe Abbildung 5.7-7 im Abschnitt 5.7.5.

8.2.4 Hygroskopische Partikel

Hygroskopische Partikel nehmen entlang ihres Weges durch den Atemtrakt Wasser auf. Das ICRP-Modell schlägt hier die folgende Vorgehensweise zur Berücksichtigung dieses Wachstums vor:

Es wird davon ausgegangen, dass das Partikelwachstum durch Wasseraufnahme solange fortgesetzt werden kann, bis ein Gleichgewicht erreicht ist. Für den thermodynamischen Gleichgewichts-Durchmesser $d_{th,\infty}$ wird (sofern keine spezifischen Informationen vorliegen) angenommen, dass er dreimal so groß ist wie der Durchmesser $d_{th,0}$ beim Einatmen. Der Gleichgewichts-Diffusionskoeffizient D_∞ sowie der aerodynamische Gleichgewichts-Durchmesser $d_{ae,\infty}$ ergeben sich mittels Gleichung (8.2-12) bzw. (8.2-13),

wobei bei letzterer Gleichung berücksichtigt werden muss, dass sich beim Partikelwachstum im Allgemeinen auch die Dichte ρ ändert, denn es wird nur Wasser mit der Dichte 1 g/cm^3 aufgenommen. Die totale Zeit t_{total} vom Einatmen bis zum Durchqueren eines bestimmten Abschnitts ergibt sich durch Akkumulation der Transitzeiten t (Tabelle 8.2-3). Der aerodynamische Durchmesser d_{ae} zu einer beliebigen Zeit t_{total} ergibt sich zu

$$d_{ae} = d_{ae,\infty} - (d_{ae,\infty} - d_{ae,0}) \left\{ \exp \left(- \frac{(10 t_{total} [\text{s}])^{0,55}}{d_{ae,0} [\mu\text{m}]} \right) \right\}^{0,6} \quad (8.2-17)$$

Der Diffusionskoeffizient zu einem beliebigen Zeitpunkt ergibt sich einfach zu

$$D = D_0 - \left(\frac{d_{ae} - d_{ae,0}}{d_{ae,\infty} - d_{ae,0}} \right) (D_0 - D_\infty) \quad (8.2-18)$$

und der thermodynamische Durchmesser entsprechend zu

$$d_{th} = d_{th,0} + \left(\frac{d_{ae} - d_{ae,0}}{d_{ae,\infty} - d_{ae,0}} \right) (d_{th,\infty} - d_{th,0}) \quad (8.2-19)$$

9 Datentabellen

9.1 Messungen von Cluster-Ionen

9.1.1 New Hampshire, HGÜ aktiv

Die folgenden Tabellen listen die Ergebnisse der Messungen von New Hampshire (siehe Abschnitt 2.2) bei aktiver HGÜ für ein komplettes Jahr.

Tabelle 9.1-1: New Hampshire, Messungen bei aktiver HGÜ im Jahr 1990

Station	h (m)	x (m)	$v \left(\frac{m}{s} \right)$ 95%	$E \left(\frac{kV}{m} \right)$ 50%	$E \left(\frac{kV}{m} \right)$ 95%	n (cm ⁻³) 50%	n (cm ⁻³) 95%	U_{cmp} (kV) $v=0$	U_{cmp} (kV) $v_{95\%}$	v_{cmp} (m/s) 400 kV	v_{cmp} (m/s) 500 kV	v_{cmp} (m/s) Glg. 2.1-2
New Hampshire 1990 (BRACKEN 1991)												
NWF+	17	59	1,5	0,1	1,8	270	1.500	102	0	0	0	0,2
SWF+	16	55	1,5	0	0,3	160	600	36	0	0	0	0,1
NEF-	17	53	4,9	-0,6	-2,7	-390	-2.400	135	0	0	0	0,3
SWF-	16	46	1,5	0	-0,5	-170	-890	38	0	0	0	0,1
SWFb-	16	46	1,5	0	-0,8	-120	-320	14	0	0	0	0
NWF-	17	45	1,5	-0,6	-1,9	-280	-2.100	88	0	0	0	0,3
NWFb-	17	45	1,5	-0,3	-1,9	-450	-2.000	84	0	0	0	0,2
NEF+	17	40	4,9	1,2	3,1	810	3.400	116	0	0	0	0,3
NEFb+	17	40	4,9	0,7	3,1	380	2.900	99	0	0	0	0,3
SEF-	16	34	3,8	-1,3	-4,2	-520	-3.000	77	0	0	0	0,3
SEF+	16	24	3,8	1,8	5,8	430	3.900	59	0	0	0	0,2
SEFb+	16	24	3,8	1,2	4,4	440	3200	48	0	0	0	0,2
NWN+	17	18	1,5	4	9,5	2.700	28.200	313	88	0	0	1,1
NEN-	17	18	4,9	-3,5	-12,1	-4.400	-54.400	603	15	2	1	2,7
SWN+	16	13	1,5	3,1	8,5	1.400	34.000	261	99	0	0	1
SEN-	16	13	3,8	-4,4	-11,6	-4.100	-34.300	264	0	0	0	1,2
NEN+	17	4	4,9	13,5	22,5	17.600	59.300	327	164	0	0	0,5
NENb+	17	4	4,9	7,2	15,8	9.900	63.500	350	187	0	0	0,6
SEN+	16	4	3,8	7,9	16,2	690	65.900	324	197	0	0	0,6
SENb+	16	4	3,8	4,3	11,4	2.300	40.200	198	71	0	0	0,3
NWN-	17	4	1,5	-8,1	-15,4	-1.900	-101.700	561	521	6	2	1,1
NWNb-	17	4	1,5	-5,4	-11,1	-3.000	-29.700	164	124	0	0	0,3
SWN-	16	4	1,5	-7,8	-18,8	-3.900	-83.900	413	373	0	0	0,9
SWNb-	16	4	1,5	-4,9	-9,3	-2.800	-28.900	142	102	0	0	0,3

Enthalten sind die folgenden Werte:

- Station: Der erste Buchstabe steht für den Standort der Messstation (NORTH bzw. SOUTH), der zweite für die Seite der HGÜ, auf welcher sich die Station befand (WEST oder EAST), der dritte für die Entfernung zur HGÜ (NEAR oder FAR). b steht für Messungen im bipolaren Betriebsmodus (sonst monopolar), + bzw. – bezeichnet die Polarität des zur Station nächstgelegenen aktiven HGÜ-Leiters.
- h (m): Höhe der Leitung über dem Boden.
- x (m): Horizontale Entfernung der Station zum nächstgelegenen aktiven HGÜ-Leiterseil.
- v (m/s), E (kV/m) und n (cm⁻³): 50%- bzw. 95%-Perzentil der Windgeschwindigkeit v (rechtwinklig zur Leitung in Richtung Messstation, nur 95%), des elektrischen Felds E und der Ionenkonzentration n . Bei den FAR-Stationen (F) handelt es sich bei n um die Bruttokonzentration der positiven oder negativen Ionen, je nach Polarität des nächstgelegenen aktiven HGÜ-Leiters. Bei den NEAR-Stationen (N) handelt es sich um die Nettowerte, es dominierte stets die Polarität des nächstgelegenen aktiven HGÜ-Leiters.
- U_{cmp} : Minimale Leitungsspannung, bei welcher das 95%-Perzentil für n mit Gleichung (2.1-1) kompatibel wäre; die Berechnung erfolgte unter der Annahme $v=0$ (Windstille) bzw. $v=v_{95\%}$ (d.h. v ist gleich dem 95%-Perzentil von v). Die tatsächliche Spannung lag zwischen 400 und 500 kV. Kompatibilität ist somit in jedem Fall gegeben, wenn sich bei Annahme von $v=0$ ein Wert $U_{cmp} \leq 400$ kV ergibt; ist U_{cmp} größer, ist die Kompatibilität abhängig von der tatsächlichen (nicht genau bekannten) Spannung und Windgeschwindigkeit im Moment der Messung von n . Werte >400 kV wurden kursiv gesetzt.
- v_{cmp} : minimale Windgeschwindigkeit, bei welcher n mit Gleichung (2.1-1) bei Annahme einer Spannung von wahlweise 400 oder 500 kV, oder # mit Näherung (2.1-2) erforderlich wäre. Hier ist die Kompatibilität mit Gleichung (2.1-1) in jedem Fall gegeben, wenn sich bei Annahme von $U=400$ kV ein Wert $v_{cmp}=0$ ergibt, ansonsten ist die Kompatibilität auch hier abhängig von der tatsächlichen Spannung und Windgeschwindigkeit. Werte > $v_{95\%}$ wurden kursiv gesetzt.

Tabelle 9.1-2: New Hampshire, Messungen bei aktiver HGÜ im Jahr 1991

Station	h (m)	x (m)	v ($\frac{m}{s}$) 95%	E ($\frac{kV}{m}$) 50%	E ($\frac{kV}{m}$) 95%	n (cm ⁻³) 50%	n (cm ⁻³) 95%	U_{cmp} (kV) $v=0$	U_{cmp} (kV) $v_{95\%}$	v_{cmp} (m/s) 400 kV	v_{cmp} (m/s) 500 kV	v_{cmp} (m/s) Glg. 2.1-2
New Hampshire 1991 (BRACKEN 1992)												
NWF+	17	59	1,4	0,3	1,2	160	350	24	0	0	0	0
SWF+	16	55	1,4	0,1	0,6	320	1170	69	0	0	0	0,1
NEF-	17	53	3,1	-0,6	-3	-220	-1.000	56	0	0	0	0,1
SWF-	16	46	1,5	-0,1	-0,7	-200	-1.300	56	0	0	0	0,2
SWFb-	16	46	1,3	-0,1	-0,8	-300	-2.800	120	0	0	0	0,3
NWF-	17	45	1,4	-0,9	-2,6	-160	-830	35	0	0	0	0,1
NWFb-	17	45	1,2	-0,4	-2,7	-280	-1.600	67	0	0	0	0,2
NEF+	17	40	5	0,4	1,6	190	930	32	0	0	0	0,1
NEFb+	17	40	4,1	1,4	3,6	550	4.600	157	0	0	0	0,4
SEF-	16	34	3,1	-1,4	-4,3	-550	-3.400	87	0	0	0	0,3
SEF+	16	24	2,9	4,3	7,3	870	4.600	69	0	0	0	0,2
SEFb+	16	24	3,4	4,5	8,2	1.300	5.700	86	0	0	0	0,3
NWN+	17	18	1,4	2,5	5,8	500	9.500	105	0	0	0	0,4
NEN-	17	18	3,1	-3,4	-7,4	-1.600	-13.900	154	0	0	0	0,7
SWN+	16	13	1,4	5,8	11,8	9.480	49.300	379	227	0	0	1,4
SEN-	16	13	3,1	-4,1	-8,9	-3.700	-25.900	199	0	0	0	0,9
NEN+	17	4	5	8,3	16,8	440	11.300	62	0	0	0	0,1
NENb+	17	4	4,1	8,6	15,4	20.500	91.300	504	367	3	0	0,8
SEN+	16	4	2,9	11,3	19,3	19.600	88.400	435	338	1	0	0,8
SENb+	16	4	3,4	9,9	15,8	35.900	76.500	377	264	0	0	0,7
NWN-	17	4	1,4	-8,2	-13,8	-2.200	-31.600	174	137	0	0	0,3
NWNb-	17	4	1,2	-5,6	-13,8	-6.500	-47.100	260	228	0	0	0,5
SWN-	16	4	1,5	-8,2	-15,6	-4.500	-51.000	251	211	0	0	0,6
SWNb-	16	4	1,3	-5,2	-13,2	-15.200	-45.800	225	190	0	0	0,5

Tabelle 9.1-3: New Hampshire, Messungen bei aktiver HGÜ im Jahr 1992

Station	h (m)	x (m)	$v \left(\frac{m}{s} \right)$ 95%	$E \left(\frac{kV}{m} \right)$ 50%	$E \left(\frac{kV}{m} \right)$ 95%	n (cm ⁻³) 50%	n (cm ⁻³) 95%	U_{cmp} (kV) $v=0$	U_{cmp} (kV) $v_{95\%}$	v_{cmp} (m/s) 400 kV	v_{cmp} (m/s) 500 kV	v_{cmp} (m/s) Glg. 2.1-2
New Hampshire 1992 (BRACKEN 1993)												
NWF+	17	59	0,9	0,4	1,4	670	1.900	130	0	0	0	0,2
SWF+	16	55	1,3	0,1	0,5	380	2.400	142	0	0	0	0,3
NEF-	17	53	1,7	-0,7	-1,6	-420	-850	48	0	0	0	0,1
SWF-	16	46	1,6	0	-0,5	-260	-1.000	43	0	0	0	0,1
SWFb-	16	46	1,6	0	-0,7	-280	-2.400	103	0	0	0	0,3
NWF-	17	45	3,2	-1	-2,1	-590	-1.900	80	0	0	0	0,2
NWFb-	17	45	1,6	-0,3	-2,3	-390	-2.100	88	0	0	0	0,3
NEF+	17	40	2,9	1,4	2,6	2.700	7.900	270	0	0	0	0,7
NEFb+	17	40	4,6	0,8	3,4	800	6.380	218	0	0	0	0,6
SEF-	16	34	3,9	-1,1	-3,1	-310	-3700	95	0	0	0	0,3
SEF+	16	24	1,8	3,3	6,5	1.400	6.400	96	0	0	0	0,3
SEFb+	16	24	3,4	3,6	7,1	1.200	5.700	86	0	0	0	0,3
NWN+	17	18	0,9	3,3	7,5	2.800	31.800	353	218	0	0	1,2
NEN-	17	18	1,7	-4	-10,4	-220	-16.700	185	0	0	0	0,8
SWN+	16	13	1,3	7,2	12,1	13.900	35.800	275	134	0	0	1
SEN-	16	13	3,9	-3,7	-7,8	-4300	-27.800	214	0	0	0	1
NEN+	17	4	2,9	12,2	22,4	25.100	84.200	465	368	2	0	0,7
NENb+	17	4	4,6	8,1	19,2	7.800	52.600	290	137	0	0	0,5
SEN+	16	4	1,8	11,1	16,8	36.800	84.500	416	356	0	0	0,7
SENb+	16	4	3,4	8,8	16,2	25.800	76.700	378	265	0	0	0,7
NWN-	17	4	3,2	-8,7	-17,1	-10.200	-59.400	328	243	0	0	0,6
NWNb-	17	4	1,6	-5,4	-11,8	-3.300	-43.500	240	197	0	0	0,5
SWN-	16	4	1,6	-7,9	-17,2	-3.500	-42.700	210	167	0	0	0,5
SWNb-	16	4	1,6	-4,7	-13,8	-8.400	-43.900	216	173	0	0	0,5

9.1.2 New Hampshire, nur Wechselspannungsleitungen aktiv

Die folgenden Tabellen listen die Ergebnisse der Messungen von New Hampshire (siehe Abschnitt 2.2) zu Zeiten, in welchen die HGÜ nicht aktiv war, sehr wohl jedoch die parallel verlaufenden Wechselspannungsleitungen. Hier erfolgte die Auswertung quartalsweise. Die Tabellen umspannen jeweils ein komplettes Jahr (die erste Tabelle enthält Werte für das 4. Quartal 1988 sowie alle vier Quartale des Jahres 1989). Enthalten sind die folgenden Werte:

- Station: Der erste Buchstabe steht für den Standort der Messstation (NORTH bzw. SOUTH), der zweite für die Seite der HGÜ, auf welcher sich die Station befand (WEST oder EAST), der dritte für die Entfernung zur HGÜ (bei nicht-aktiver HGÜ erfolgte die Messung nur an den FAR-Stationen). Es folgen die Jahreszahl (88-92) und das Quartal des jeweiligen Jahres (1-4). Es waren nicht alle Stationen in jedem Quartal aktiv. In mit x gekennzeichneten Quartalen (Werte zudem kursiv gesetzt) trat laut den Autoren ein unsicherer Leckstrom (*uncertain leakage current*) auf, die hier gemessenen Werte wurden in der Auswertung im Abschnitt 2.2.4 nicht berücksichtigt.
- U (kV): Leitungsspannung der Wechselspannungsleitung (SOUTH: 345 kV, NORTH: 230 kV)
- h (m): Höhe der Leitung über dem Boden.
- x (m): Horizontale Entfernung der Station zum nächstgelegenen Leiterseil.
- v (m/s): Windgeschwindigkeit (rechtwinklig zur Leitung in Richtung Messstation), dargestellt wurde die 95%-Perzentile.
- E (kV/m): elektrische Feldstärke. Dargestellt wurden die 5%-, 50%- und 95%-Perzentile (bei der 5%-Perzentile handelt es sich um die extremen negativen Werte).
- n_{neg} (cm⁻³) und n_{pos} (cm⁻³). Konzentrationen der negativen bzw. positiven Ionen. Die Messung erfolgte nur an den FAR-Stationen (F) für n , hier handelt es sich um die Bruttokonzentration der negativen bzw. positiven Ionen. Dargestellt wurden die 50%- und 95%-Perzentile.

Auf einen Check der Kompatibilität mit Gleichung (2.1-1) bzw. Näherung (2.1-2), wie in den Tabellen für die Messungen bei aktiver HGÜ durchgeführt (Abschnitt 9.1.1) wurde in dieser Tabelle verzichtet; wie im Abschnitt 2.2.4 gezeigt bleiben die Werte hier sehr deutlich unter den zulässigen Maximalwerten laut diesen beiden Gleichungen.

Tabelle 9.1-4: New Hampshire, Messungen bei inaktiver HGÜ in den Jahren 1988-90

Station	U (kV)	h (m)	x (m)	$v \left(\frac{m}{s} \right)$ 95%	$E \left(\frac{kV}{m} \right)$ 5%	$E \left(\frac{kV}{m} \right)$ 50%	$E \left(\frac{kV}{m} \right)$ 95%	n_{neg} (cm ⁻³) 50%	n_{neg} (cm ⁻³) 95%	n_{pos} (cm ⁻³) 50%	n_{pos} (cm ⁻³) 95%
New Hampshire, 4. Quartal 1988 & alle Quartale 1989 (BRACKEN 1990)											
SEF 89 2	345	15	55	4,5	-0,05	0,06	0,17	-320	-700	410	870
SEF 89 3	345	15	55	2,9	-0,04	0,06	0,23	-320	-680	480	1.110
SEF 89 4	345	15	55	3,1	-0,08	0,05	0,15	-270	-510	380	730
NWF 88 4	230	11	24	2,3	-0,02	0,11	0,4	-350	-740	510	960
NWF 89 1	230	11	24	2,7	-0,03	0,12	0,35	-250	-590	380	750
NWF 89 2 x	230	11	24	1,7	-0,3	0,05	0,19	-630	-17.220	860	18.160
NWF 89 3	230	11	24	1,8	-0,23	0,04	0,19	-320	-650	420	750
NWF 89 4	230	11	24	2,1	-0,07	0,17	1,08	-370	-790	520	1.120
SWF 89 2	345	15	24	2,4	-0,06	0	0,05	-30	-590	30	600
SWF 89 3	345	15	24	1,6	-0,08	0	0,06	-430	-1.190	460	1.370
SWF 89 4 x	345	15	24	1,6	-0,05	0	0,02	-310	-2.690	350	2.960
NEF 88 4	230	11	19	6,4	-0,08	0,07	0,48	-370	-710	510	980
NEF 89 1	230	11	19	5,8	-0,06	0,07	0,53	-260	-510	400	840
NEF 89 2	230	11	19	4,5	-0,39	0,03	0,31	-350	-780	470	1.040
NEF 89 3	230	11	19	4,1	-0,23	0,03	0,3	-370	-1.070	500	1.250
NEF 89 4 x	230	11	19	5,7	0,03	0,08	0,64	-390	-2.960	550	3.370
New Hampshire, alle Quartale 1990 (BRACKEN 1991)											
SEF 90 1	345	15	55	3,8	-0,03	0,09	0,31	-100	-250	160	430
SEF 90 2	345	15	55	2,3	-0,04	0,06	0,21	-230	-620	330	780
SEF 90 3	345	15	55	2	0,02	0,08	0,21	-200	-390	320	660
SEF 90 4	345	15	55	3,4	0	0,09	0,29	-210	-440	340	800
NWF 90 2	230	11	24	1,5	-0,27	0,07	0,19	-210	-600	290	940
NWF 90 3	230	11	24	0,7	-0,27	0,08	0,28	-200	-940	270	1.110
NWF 90 4	230	11	24	1,4	-0,23	0,09	0,27	-250	-630	320	710
SWF 90 1	345	15	24	1,3	-0,05	0,01	0,07	-110	-250	130	340
SWF 90 2	345	15	24	1,5	-0,05	0,01	0,12	-120	-250	170	1.280
SWF 90 3	345	15	24	1	-0,02	0,02	0,11	-140	-270	150	320
SWF 90 4	345	15	24	0,6	-0,03	0,02	0,05	-130	-250	140	260
NEF 90 2	230	11	19	4,9	-0,31	0,06	0,25	-280	-760	330	980
NEF 90 3	230	11	19	2	-0,32	0,06	0,48	-260	-1.700	340	1.630
NEF 90 4	230	11	19	4	-0,36	0,07	0,47	-180	-550	260	630

Tabelle 9.1-5: New Hampshire, Messungen bei inaktiver HGÜ in den Jahren 1991-92

Station	U (kV)	h (m)	x (m)	$v \left(\frac{m}{s} \right)$ 95%	$E \left(\frac{kV}{m} \right)$ 5%	$E \left(\frac{kV}{m} \right)$ 50%	$E \left(\frac{kV}{m} \right)$ 95%	n_{neg} (cm ⁻³) 50%	n_{neg} (cm ⁻³) 95%	n_{pos} (cm ⁻³) 50%	n_{pos} (cm ⁻³) 95%
New Hampshire, alle Quartale 1991 (BRACKEN 1992)											
SEF 91 1	345	15	55	4,9	-0,09	0,08	0,41	-150	-300	250	480
SEF 91 2	345	15	55	3,1	0,01	0,07	0,21	-180	-360	280	530
SEF 91 3	345	15	55	1,8	-0,16	0,08	0,19	-170	-320	300	610
SEF 91 4	345	15	55	2,1	-0,08	0,08	0,2	-220	-480	340	790
NWF 91 1	230	11	24	1,4	-0,1	0,11	0,43	-120	-240	210	370
NWF 91 2	230	11	24	1,1	-0,15	0,09	0,21	-170	-310	230	420
NWF 91 3	230	11	24	0,9	-0,25	0,06	0,26	-200	-430	270	530
NWF 91 4	230	11	24	0,8	-0,1	0,08	0,37	-460	-840	610	960
SWF 91 1	345	15	24	0,7	-0,02	0,02	0,1	-110	-220	120	230
SWF 91 2	345	15	24	1,4	0	0,02	0,11	-200	-400	260	610
SWF 91 3	345	15	24		-0,09	0,01	0,05				
SWF 91 4	345	15	24	1	-0,08	0,01	0,04	-210	-410	210	470
NEF 91 1	230	11	19	4,1	-0,07	0,1	0,41	-110	-200	190	400
NEF 91 2	230	11	19	4,8	-0,18	0,07	0,34	-140	-260	200	400
NEF 91 3	230	11	19	2,1	-0,24	0,05	0,39	-210	-400	290	560
NEF 91 4	230	11	19	4,2	-0,07	0,08	0,53	-350	-940	510	1.120
New Hampshire, alle Quartale 1992 (BRACKEN 1993)											
SEF 92 1	345	15	55	4,2	0,06	0,13	0,26	-130	-330	220	450
SEF 92 2	345	15	55	2,3	-0,08	0,1	0,26	-210	-500	320	760
SEF 92 3	345	15	55	1	0	0,06	0,15	-190	-380	310	550
SEF 92 4	345	15	55	2,1	0,01	0,12	0,24	-320	-610	460	840
NWF 92 1	230	11	24	1	-0,06	0,13	0,32	-190	-440	320	560
NWF 92 2	230	11	24	1,4	0	0,19	0,44	-330	-670	480	1.090
NWF 92 3	230	11	24	0,6	-0,26	0,08	0,23	-530	-910	720	1.070
SWF 92 1	230	11	24	0,5	0,01	0,03	0,06	-180	-400	240	480
SWF 92 2	345	15	24	1,3	-0,2	0,02	0,1	-230	-550	270	660
SWF 92 3	345	15	24	0,8	-0,04	0,02	0,06	-220	-480	270	540
SWF 92 4	345	15	24	0,6	-0,03	0,02	0,06	-400	-740	440	820
NEF 92 1	230	11	19	4,9	-0,06	0,14	0,88	-210	-450	340	850
NEF 92 2	230	11	19	3,3	-0,07	0,08	0,51	-300	-570	460	860
NEF 92 3	230	11	19	2,5	0,29	0,16	0,79	-370	-830	590	1.380

9.1.3 Andere Publikationen

In den folgenden Datentabellen werden die in den im Abschnitt 2.3 diskutierten Studien gemessenen Ionenkonzentrationen kompakt gelistet, und mit den zulässigen Maximalwerten laut Gleichung (2.1-1) bzw., sofern anwendbar, Näherung (2.1-2) verglichen. Enthalten sind die folgenden Werte:

- U (kV): Leitungsspannung.
- h (m): Höhe der Leitung über dem Boden.
- v (m/s): Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur Leitung (wenn in Klammern, ist v nicht genau bekannt; der Wert in Klammern wurde zur Berechnung des zulässigen Maximalwerts der Ionenkonzentration n genutzt). Wenn für die positive und negative Polarität verschiedene Geschwindigkeiten v_+ und v_- gelten, erfolgte die Darstellung als $v_+ | v_-$.
- x (m): Horizontale Entfernung der Messstation zum nächstgelegenen Leiterseil.
- n (cm⁻³): Gemessene Konzentration der Cluster-Ionen. Werte für positive und negative Ionen wurden NICHT gleichzeitig gemessen: Entweder wechselte die Polarität der Leitung (bei Testleitungen), oder die Messungen erfolgten zu beiden Seiten der Stromtrasse jeweils in derselben Entfernung zum nächsten Leiterseil; die Konzentrationen wurden bei passender Windrichtung gemessen. Die gemessene Polarität entsprach stets der Polarität des nächstgelegenen Leiters.
- n_{lim} (cm⁻³) und $n_{lim.simpl.}$ (cm⁻³): theoretische Maximalwerte (Limit) laut Gleichung (2.1-1) bzw. Näherung (2.1-2). Wenn kursiv, wurde der theoretische Maximalwert durch die Messwerte überschritten. Ist stattdessen eine Geschwindigkeit (in m/s) angegeben, ist dies die minimal

notwendige Windgeschwindigkeit, damit die Messwerte mit Gleichung (2.1-1) bzw. Näherung (2.1-2) kompatibel sind.

Tabelle 9.1-6: Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen (1): BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978), KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983b), JOHNSON (1983), HENDRICKSON (1986), AMANO & SUNAGA (1989)

Details	U (kV)	h (m)	v (m/s)	x (m)	n (cm ⁻³) (+)	n (cm ⁻³) (-)	n_{lim} (cm ⁻³) (+)	n_{lim} (cm ⁻³) (-)	$n_{lim,simpl.}$ (cm ⁻³) (+)	$n_{lim,simpl.}$ (cm ⁻³) (-)
BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978): ±400 kV Celilo-Sylmar DC Intertie (USA). Messung direkt unter dem Leiterkabel der jeweiligen Polarität.										
2.9.1976	400	12	(0)	0	80.000	75.000	150.000	150.000	∞	∞
KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983b): Validierungsmessungen direkt unter den Leitern verschiedener HGÜ bei verschiedenen Wetterlagen. NR: Nelson River. PI: Pacific Intertie. DT: Dallas Test Line. PU: Project UHV										
NR, schön	450	15,3		0	62.000	31.000	106.000	106.000	∞	∞
PI, schön	400	12		0	50.000	75.000	154.000	154.000	∞	∞
DT, schön	533	12		0	131.000	112.000	205.000	205.000	∞	∞
DT, Schnee	500	12		0	112.000	44.000	192.000	192.000	∞	∞
PU, schön	800	12		0	237.000	81.000	307.000	307.000	∞	∞
PU, Regen	800	12		0	268.000	200.000	307.000	307.000	∞	∞
PU, schön	800	24		0	50.000	44.000	77.000	77.000	∞	∞
PU, Regen	800	24		0	62.000	50.000	77.000	77.000	∞	∞
PU, schön	1.200	14		0	375.000	19.000	338.000	338.000	∞	∞
PU, schön	1.200	20		0	125.000	25.000	166.000	166.000	∞	∞
JOHNSON (1983): ±400 kV DC-Testleitung, Lenox (USA). 6 Monate; 95%-Perzentilen bei verschiedenen Werten für v.										
95%-Perz.	400	10,7	0	45.5	0	0	10.000	10.000	0	0
95%-Perz.	400	10,7	1	45.5	15.000	15.000	19.000	17.000	10.000	7.000
95%-Perz.	400	10,7	2	45.5	27.000	26.000	29.000	24.000	19.000	14.000
95%-Perz.	400	10,7	4	45.5	28.000	43.000	47.000	37.000	39.000	29.000
95%-Perz.	400	10,7	8	45.5	29.000		84.000		78.000	
95%-Perz.	400	15,2	0	45.5	0	0	10.000	10.000	0	0
95%-Perz.	400	15,2	1	45.5	20.000	10.000	18.000	16.000	10.000	7.000
95%-Perz.	400	15,2	2	45.5	23.000	15.000	27.000	23.000	19.000	14.000
95%-Perz.	400	15,2	4	45.5	22.000	28.000	45.000	35.000	39.000	29.000
95%-Perz.	400	15,2	8	45.5	19.000	33.000	80.000	61.000	78.000	57.000
HENDRICKSON (1986): ±400-kV-HGÜ. Minnesota, USA. 2 Jahre; 50%- und 95%-Perzentile jeweils für alle Tage, an welchen die unter Details genannte Polarität dominierte. !Hier erfolgte die Darstellung der Konzentrationen der Ionen BEIDER Polaritäten! Die Perzentile für beide Polaritäten traten NICHT gleichzeitig ein. Die Berechnung der Mindest-Windgeschwindigkeit v zur Kompatibilität erfolgte jedoch nur für die dominierende Polarität; nur für diese liefert die Theorie einen Maximalwert für n.										
95%, neg.	400			400	380	2.300		3 m/s		3 m/s
50%, neg.	400			400	130	780		1 m/s		1 m/s
95%, pos.	400			400	1.820	360	2 m/s		2 m/s	
50%, pos.	400			400	820	170	1 m/s		1 m/s	
AMANO & SUNAGA (1989): Shiobara HVDC Test Line (Japan), 650 kV HVDC bipolar. Mittelwert aus 2 Testmessungen ohne Abschirmung; n ergab sich aus den publizierten Werten für das elektrische Feld und den Ionenstrom.										
$x=0$ m	650	22	1-2	0		41.000		74.000		∞
$x=10$ m	650	22	1-2	10		44.000		71.000		55.000
$x=20$ m	650	22	1-2	20		26.000		53.000		28.000
$x=30$ m	650	22	1-2	30		20.000		38.000		18.000
$x=40$ m	650	22	1-2	40		18.000		28.000		14.000

Tabelle 9.1-7: Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen (2): DALLAIRE & MARUVADA (1987), CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989)

Details	U (kV)	h (m)	v (m/s)	x (m)	n (cm ⁻³) (+)	n (cm ⁻³) (-)	n_{lim} (cm ⁻³) (+)	n_{lim} (cm ⁻³) (-)	$n_{lim,simpl.}$ (cm ⁻³) (+)	$n_{lim,simpl.}$ (cm ⁻³) (-)
DALLAIRE & MARUVADA (1987): ±450-KV-DC-Testleitung. Varennes, Québec, Kanada. Mittelwerte ($\bar{n}$) und Maxima (n_x, = Mittelwert + 2*Standardabweichung) unter der positiven Leitung bei verschiedenen Höhen h der Leitung über dem Boden und verschiedenen Wetterlagen (schön, schlecht). Nettowerte, berechnet aus elektrischer Feldstärke und Ionenstromdichte										
schön, n_x	450	7,5		0	279.000		442.000		∞	
schön, n_x	450	12		0	185.000		173.000		∞	
schön, n_x	450	16		0	90.000		97.000		∞	
schlecht, n_x	450	7,5		0	397.000		442.000		∞	
schlecht, n_x	450	12		0	189.000		173.000		∞	
schlecht, n_x	450	16		0	102.000		97.000		∞	
schön, $\bar{n}$	450	7,5		0	93.000		442.000		∞	
schön, $\bar{n}$	450	12		0	87.000		173.000		∞	
schön, $\bar{n}$	450	16		0	21.000		97.000		∞	
schlecht, $\bar{n}$	450	7,5		0	193.000		442.000		∞	
schlecht, $\bar{n}$	450	12		0	112.000		173.000		∞	
schlecht, $\bar{n}$	450	16		0	42.000		97.000		∞	
Ebenda. 1 Jahr Langzeitmessung. Mittelwerte ($\bar{n}$) und Maxima (n_x, = Mittelwert + 2*Standardabweichung) in verschiedenen Abständen x zum nächsten Leiterseil, separiert nach Wetterlagen(schön, schlecht). Nettowerte, berechnet aus elektrischer Feldstärke und Ionenstromdichte.										
schön, n_x	450	13	(0)	0	107.000	83.000	147.000	147.000	0 m/s	0 m/s
schön, n_x	450	13	(0)	15	29.000	53.000	63.000	63.000	2 m/s	3 m/s
schön, n_x	450	13	(1)	24,5	41.000	37.000	46.000	43.000	3 m/s	3 m/s
schlecht, n_x	450	13	(0)	0	114.000	72.000	147.000	147.000	0 m/s	0 m/s
schlecht, n_x	450	13	(0)	15	39.000	49.000	63.000	63.000	2 m/s	3 m/s
schlecht, n_x	450	13	(1)	24,5	33.000	27.000	46.000	43.000	2 m/s	3 m/s
schön, $\bar{n}$	450	13	(0)	0	38.000	32.000	147.000	147.000	0 m/s	0 m/s
schön, $\bar{n}$	450	13	(0)	15	5.000	18.000	63.000	63.000	1 m/s	1 m/s
schön, $\bar{n}$	450	13	(1)	24,5	4.000	12.000	46.000	43.000	1 m/s	1 m/s
schlecht, $\bar{n}$	450	13	(0)	0	42.000	26.000	147.000	147.000	0 m/s	0 m/s
schlecht, $\bar{n}$	450	13	(0)	15	11.000	14.000	63.000	63.000	1 m/s	1 m/s
schlecht, $\bar{n}$	450	13	(1)	24,5	9.000	5.000	46.000	43.000	1 m/s	1 m/s
CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989): ±500 kV Pacific NW/SW Intertie, USA. 1 Jahr Messungen (1986); Median- und Extremwerte in festen Abständen x beiderseits der Leitung.										
Median	500	12,2	(0)	2	1.0000	25.000	181.000	181.000	1 m/s	1 m/s
Median	500	12,2	(0)	17	0	0	63.000	63.000	0 m/s	0 m/s
Median	500	12,2		147	1.000	1.500	0 m/s	1 m/s	1 m/s	1 m/s
Median	500	12,2		299	500	1.000	1 m/s	1 m/s	1 m/s	1 m/s
Median	500	12,2		604	0		0 m/s		0 m/s	
95%-Perz.	500	12,2	(0)	2	90.000	100.000	181.000	181.000	1 m/s	1 m/s
95%-Perz.	500	12,2	(0)	17	60.000	50.000	63.000	63.000	3 m/s	3 m/s
95%-Perz.	500	12,2		147	14.000	11.000	5 m/s	5 m/s	5 m/s	6 m/s
95%-Perz.	500	12,2		299	5.000	6.000	4 m/s	6 m/s	4 m/s	6 m/s
95%-Perz.	500	12,2		604	2500		4 m/s		4 m/s	
Maximum	500	12,2		2	300.000	260.000	21 m/s	17 m/s	2 m/s	2 m/s
Maximum	500	12,2		17	200.000	175.000	9 m/s	10 m/s	9 m/s	10 m/s
Maximum	500	12,2		147	18.000	30.000	7 m/s	14 m/s	7 m/s	14 m/s
Maximum	500	12,2		299	13.000	21.000	10 m/s	21 m/s	10 m/s	21 m/s
Maximum	500	12,2		604	9.000		14 m/s		14 m/s	
Ebenda. Mittelwerte bei verschiedenen Wetterlagen.										
schön	500	12,2	(0)	2	31.000	34.300	186.000	186.000	1 m/s	1 m/s
schön	500	12,2	(0)	17	14.900	4.900	63.000	63.000	1 m/s	1 m/s
Schnee	500	12,2	(0)	2	26.300	36.200	186.000	186.000	1 m/s	1 m/s
Schnee	500	12,2	(0)	17	4.300	26.800	63.000	63.000	1 m/s	1 m/s
Regen	500	12,2	(0)	2	24.100	55.900	186.000	186.000	1 m/s	1 m/s
Regen	500	12,2	(0)	17	4.100	16.800	63.000	63.000	1 m/s	1 m/s
Eisnebel	500	12,2	(0)	2	25.700	90.300	186.000	186.000	1 m/s	1 m/s
Eisnebel	500	12,2	(0)	17	100	55.500	63.000	63.000	1 m/s	3 m/s

Tabelle 9.1-8: Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen (3): SUDA & SUNAGA (1990a, 1990b)

Details	U (kV)	h (m)	v (m/s)	x (m)	n (cm ⁻³) (+)	n (cm ⁻³) (-)	n_{lim} (cm ⁻³) (+)	n_{lim} (cm ⁻³) (-)	$n_{lim,simpl.}$ (cm ⁻³) (+)	$n_{lim,simpl.}$ (cm ⁻³) (-)
SUDA & SUNAGA (1990a): ±750 kV Shiobara HVDC Test Line. Messung an je einem Tag pro Polarität Simultane Messungen 0 und 8 Meter windabwärts der Leitung, an letzterer Position Messung der elektrischen Mobilität (diese diente zur Berechnung der minimal notwendigen Windgeschwindigkeit in 8 m Entfernung) Nomenklatur Details: Monat der Messtage (Luftfeuchtigkeit, wenn gemessene Polarität positiv negativ)%.										
11 (42 89)%	750	22		0	39.100	14.300	86.000	86.000	0 m/s	0 m/s
2 (39 57)%	750	22		0	5.400	27.200	86.000	86.000	0 m/s	0 m/s
4 (78 67)%	750	22		0	33.700	41.400	86.000	86.000	0 m/s	0 m/s
8 (74 78)%	750	22		0	21.400	39.300	86.000	86.000	0 m/s	0 m/s
9 (- 76)%	750	22		0		44.800		86.000		0 m/s
11 (42 89)%	750	22	(0)	8	24.576	8.850	76.000	76.000	1 m/s	1 m/s
2 (39 57)%	750	22	(0)	8	2.093	14.413	76.000	76.000	1 m/s	1 m/s
4 (78 67)%	750	22	(0)	8	19.311	25.734	76.000	76.000	1 m/s	1 m/s
8 (74 78)%	750	22	(0)	8	15.102	26.565	76.000	76.000	1 m/s	1 m/s
9 (- 76)%	750	22	(0)	8		37.162		76.000		1 m/s
SUDA & SUNAGA (1990b): Shiobara HVDC Test Line. Entfernungsabhängige Messungen, verschiedene Betriebsmodi: mp = monopolar, bp = bipolar (horizontal, 2 Leiter), bp* = Double Circuit P-1 (4 Leiter)										
mp	750	22	2 1	0	75.000	50.000	86.000	86.000	∞	∞
mp	750	22	2 1	24	30.000	25.000	58.000	47.000	35.000	14.000
mp	750	22	2 1	56	20.000	8.000	25.000	17.000	15.000	6.200
mp	750	22	3 1,5	56	15.000	14.000	31.000	19.000	23.000	9.300
mp	750	22	3 1,5	189	5.000	2.000	7.800	3.800	6.700	2.700
mp	750	22	3 1,5	264	3.000	1.000	5400	2500	4800	2.000
bp	750	22	2	0		32.000		86.000		∞
bp	750	22	2	24		28.000		55.000		29.000
bp	750	22	2	56		15.000		22.000		12.000
bp	750	22	1,5	56		10.000		19.000		9.300
bp	750	22	1,5	189		1.000		3.800		2.700
bp	750	22	1,5	264		500		2.500		2.000
bp	750	22	1,5	289		400		2.300		1.800
bp*	650	22	1	0		29.000		74.000		∞
bp*	650	22	1	24		20.000		42.000		14.000
bp*	650	22	1	56		3.000		15.000		6.200
Ebenda. Spannungsabhängige Messungen, verschiedene Betriebsmodi										
mp	350	22	2	56	10.000	8.000	18.000	16.000	15.000	12.000
mp	550	22	2	56	18.000	12.000	22.000	19.000	15.000	12.000
mp	750	22	2	56	15.000	14.000	25.000	22.000	15.000	12.000
bp	350	22	2	56		5.000		16.000		12.000
bp	550	22	2	56		10.000		19.000		12.000
bp	750	22	2	56		15.000		22.000		12.000

Tabelle 9.1-9: Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen (4): CARTER & JOHNSON (1988)

Details	U (kV)	h (m)	v (m/s)	x (m)	n (cm ⁻³) (+)	n (cm ⁻³) (-)	n_{lim} (cm ⁻³) (+)	n_{lim} (cm ⁻³) (-)	$n_{lim,simpl.}$ (cm ⁻³) (+)	$n_{lim,simpl.}$ (cm ⁻³) (-)
CARTER & JOHNSON (1988): monopolare 500-kV-DC-Testleitung, zur Maximierung des Korona-Effekts manipuliert.										
Entfernungsabhängige Messungen bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten										
	500	15	0	0		140.000		123.000		∞
	500	15	0	10		160.000		85.000		0
	500	15	0	20		120.000		44.000		0
	500	15	0	30		40.000		25.000		0
	500	15	0	70		0		5.000		0
	500	15	4	0		100.000		123.000		∞
	500	15	4	10		150.000		139.000		177.000
	500	15	4	20		140.000		101.000		88.000
	500	15	4	30		80.000		72.000		59.000
	500	15	4	70		30.000		30.000		25.000
	500	15	4	150		8.000		13.000		12.000
	500	15	4	300		2300		6.000		6.000
	500	15	8	0		60.000		123.000		∞
	500	15	8	10		90.000		194.000		354.000
	500	15	8	20		160.000		157.000		177.000
	500	15	8	30		90.000		119.000		118.000
	500	15	8	70		40.000		54.000		51.000
	500	15	8	150		6.000		25.000		24.000
	500	15	8	300		900		12.000		12.000
Ebenda. Messungen in 3 festen Entfernungen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeiten										
	500	15	0	70		0		5.000		0
	500	15	0,5	70		10.000		8.000		3.000
	500	15	1	70		14.000		11.000		6.000
	500	15	1,5	70		16.000		14.000		9.000
	500	15	2	70		18.000		17.000		13.000
	500	15	3	70		22.000		24.000		19.000
	500	15	4	70		26.000		30.000		25.000
	500	15	6	70		33.000		42.000		38.000
	500	15	8	70		42.000		54.000		51.000
	500	15	10	70		46.000		66.000		63.000
	500	15	0	150		0		1.200		0
	500	15	0,5	150		300		2.700		1.500
	500	15	1	150		1.600		4.100		2.900
	500	15	1,5	150		6.000		5.600		4.400
	500	15	2	150		5.700		7.100		5.900
	500	15	3	150		2.300		10.000		8.800
	500	15	4	150		2.300		13.000		12.000
	500	15	6	150		900		19.000		18.000
	500	15	8	150		1.600		25.000		24.000
	500	15	10	150		800		30.000		30.000
	500	15	0	300		0		300		0
	500	15	0,5	300		5.500		1.000		700
	500	15	1	300		6.800		1.800		1.500
	500	15	1,5	300		9.200		2.500		2.200
	500	15	1	300		6.800		1.800		1.500
	500	15	2	300		9.600		3.200		2.900
	500	15	3	300		6.900		4.700		4.400
	500	15	4	300		8.000		6.200		5.900
	500	15	6	300		7.100		9.100		8.800
	500	15	8	300		6.000		12.000		12.000
	500	15	10	300		5.500		15.000		15.000

9.1.4 Elektrische Felder

In einigen der in diesem Report diskutierten Studien wurde auch die elektrische Feldstärke gemessen. Die folgenden Datentabellen listen diese Messungen, sowie die zugehörigen Ionenkonzentration (sofern mit denselben Parametern gemessen). Die als positiv bzw. negativ gekennzeichneten Werte der Elektrischen Felder wurden NICHT gleichzeitig gemessen: die Werte ergaben sich zu unterschiedlichen Zeiten je nach Windrichtung; die gemessene Polarität entsprach stets der Polarität des nächstgelegenen Leiters (es existierten Messstationen beidseitig der Leitung jeweils in derselben Entfernung zum nächsten Leiter).

Tabelle 9.1-10: Elektrische Felder windabwärts von Hochspannungsleitungen (1): BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978), JOHNSON (1983)

Details	U (kV)	p (m)	h (m)	x (m)	E (kV/m) (+)	E (kV/m) (-)	n (cm ⁻³) (+)	n (cm ⁻³) (-)
BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978): ±400 kV Celilo-Sylmar DC Intertie (USA).								
Messung direkt unter der jeweiligen Leitung.								
2.9.1976	400		12	0	13	34	80.000	75.000
KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983b): Validierungsmessungen direkt unter den Leitern verschiedener HGÜ bei verschiedenen Wetterlagen. NR: Nelson River. PI: Pacific Intertie. DT: Dallas Test Line. PU: Project UHV								
NR, schön	450	13	15,3	0	11,5	11,5	62.000	31.000
PI, schön	400	12	12	0	13	34	50.000	75.000
DT, schön	533	12	12	0	20	20	131.000	112.000
DT, Schnee	500	12	12	0	31	28	112.000	44.000
PU, schön	800	24	12	0	51	30	237.000	81.000
PU, Regen	800	24	12	0	63	56	268.000	200.000
PU, schön	800	24	24	0	22	18	50.000	44.000
PU, Regen	800	24	24	0	24	21	62.000	50.000
PU, schön	1.200	32	14	0	50	40	375.000	19.000
PU, schön	1.200	32	20	0	50	30	125.000	25.000
JOHNSON (1983): ±400 kV DC-Testleitung, Lenox (USA). 6 Monate.								
95%-Perzentile bei verschiedenen Leitungsabständen p und Leitungshöhen h, sowie bei verschiedenen Wetterlagen (95%-Perzentile der Cluster-Ionen-Konzentrationen wurden in derselben Studie zwar auch gemessen, aber nicht unter Variation der hier genannten Parameter, sondern unter Variation der Windgeschwindigkeit, siehe Tabelle 9.1-6).								
schön	400	9,15	15,2	3	18,3	12		
schön	400	9,15	10,7	3	26,3	19		
schön	400	12,2	15,2	3	18,3	16		
schön	400	12,2	10,7	3	29,6	27,4		
schön	400	15,2	15,2	3	19,5	16,2		
schön	400	15,2	10,7	3	28,2	21,7		
Nebel	400	9,15	15,2	3	18,3	18,3		
Nebel	400	9,15	10,7	3	28,8	29,4		
Nebel	400	12,2	15,2	3	21,4	19,8		
Nebel	400	12,2	10,7	3	33,3	32,6		
Nebel	400	15,2	15,2	3	21,2	29,7		
Nebel	400	15,2	10,7	3	30,8	31,3		
Regen	400	9,15	15,2	3	20,9	18,8		
Regen	400	9,15	10,7	3	28,4	30,8		
Regen	400	12,2	15,2	3	18,9	19,7		
Regen	400	12,2	10,7	3	33,7	31,7		
Regen	400	15,2	15,2	3	20,7	29,5		
Regen	400	15,2	10,7	3	32,5	34,2		
Schnee	400	15,2	15,2	3	15	17,2		
Schnee	400	12,2	10,7	3	24	28,3		
Schnee	400	12,2	15,2	3	13,5	15,5		
Frost	400	15,2	15,2	3	33,5	21,8		
Frost	400	15,2	10,7	3	34,4	22,4		

Enthalten sind die folgenden Werte:

- U (kV): Leitungsspannung.
- p (m): Horizontaler Abstand (*pole spacing*) zwischen den Leitern (bei bipolaren Leitungen).
- h (m): Höhe der Leitung über dem Boden.

- x (m): Horizontale Entfernung der Messstation zum nächstgelegenen Leiterseil.
- E (kV/m): Elektrische Feldstärke auf der positiven und der negativen Seite der Leitung.
- n (cm⁻³): Gemessene Cluster-Ionen-Konzentrationen, siehe Erläuterungen im Abschnitt 9.1.3.

Tabelle 9.1-11: Elektrische Felder windabwärts von Hochspannungsleitungen (2): HENDRICKSON (1986), DALLAIRE & MARUVADA (1987), AMANO & SUNAGA (1989), SUDA & SUNAGA (1990a)

Details	U (kV)	p (m)	h (m)	x (m)	E (kV/m) (+)	E (kV/m) (-)	n (cm ⁻³) (+)	n (cm ⁻³) (-)
HENDRICKSON (1986): ±400-kV-HGÜ. Minnesota, USA.								
2 Jahre; 50%- und 95%-Perzentile jeweils für alle Tage, an welchen die angegebene Polarität dominierte !die Perzentile für beide Polaritäten traten NICHT gleichzeitig ein!								
95%, neg.	400			400		2	380	2.300
50%, neg.	400			400		0,7	130	780
95%, pos.	400			400	2,5		1.820	360
50%, pos.	400			400	1,5		820	170
DALLAIRE & MARUVADA (1987): ±450-KV-DC-Testleitung. Varennes, Québec, Kanada.								
Mittelwerte ($\bar{E}$, $\bar{n}$) und Maxima (E_x, n_x) unter der positiven Leitung bei verschiedenen Höhen h der Leitung über dem Boden und verschiedenen Wetterlagen (schön, schlecht).								
$\bar{E}$ = 50%-Perzentil, E_x = 99%-Perzentil								
n: Nettowerte, berechnet aus elektrischer Feldstärke und Ionenstromdichte. $n_x = \bar{n} + 2 \cdot \text{Standardabweichung}$								
schön, E_x , n_x	450	10	7,5	0	41		279.000	
schön, E_x , n_x	450	10	12	0	27		185.000	
schön, E_x , n_x	450	10	16	0	16		90.000	
schlecht, E_x , n_x	450	10	7,5	0	45		397.000	
schlecht, E_x , n_x	450	10	12	0	26		189.000	
schlecht, E_x , n_x	450	10	16	0	21		102.000	
schön, $\bar{E}$, $\bar{n}$	450	10	7,5	0	24		93.000	
schön, $\bar{E}$, $\bar{n}$	450	10	12	0	18		87.000	
schön, $\bar{E}$, $\bar{n}$	450	10	16	0	5		21.000	
schlecht, $\bar{E}$, $\bar{n}$	450	10	7,5	0	33		193.000	
schlecht, $\bar{E}$, $\bar{n}$	450	10	12	0	22		112.000	
schlecht, $\bar{E}$, $\bar{n}$	450	10	16	0	11		42.000	
Ebenda. 1 Jahr Langzeitmessung.								
Mittelwerte und Maxima in verschiedenen Abständen x zum nächsten Leiterseil, separiert nach Wetterlagen.								
schön, E_x , n_x	450	11	13	0	22,3	18,8	107.000	83.000
schön, E_x , n_x	450	11	13	15	11,6	16,7	29.000	53.000
schön, E_x , n_x	450	11	13	24,5	6,9	11,3	41.000	37.000
schlecht, E_x , n_x	450	11	13	0	30,4	27,5	114.000	72.000
schlecht, E_x , n_x	450	11	13	15	18,4	20,8	39.000	49.000
schlecht, E_x , n_x	450	11	13	24,5	12,2	11,9	33.000	27.000
schön, $\bar{E}$, $\bar{n}$	450	11	13	0	11,4	10,5	38.000	32.000
schön, $\bar{E}$, $\bar{n}$	450	11	13	15	6,1	8,6	5.000	18.000
schön, $\bar{E}$, $\bar{n}$	450	11	13	24,5	2,5	4,8	4.000	12.000
schlecht, $\bar{E}$, $\bar{n}$	450	11	13	0	13,9	13,9	42.000	26.000
schlecht, $\bar{E}$, $\bar{n}$	450	11	13	15	8,8	10,1	11.000	14.000
schlecht, $\bar{E}$, $\bar{n}$	450	11	13	24,5	4,9	4,8	9.000	5.000
AMANO & SUNAGA (1989): Shiobara HVDC Test Line (Japan), 650 kV HVDC bipolar. Mittelwert aus 2 Testmessungen ohne Abschirmung; n ergab sich aus den publizierten Werten für das elektrische Feld und den Ionenstrom.								
$x=0$ m	650	22	22	0		17,3		41.000
$x=10$ m	650	22	22	10		18,9		44.000
$x=20$ m	650	22	22	20		14,4		26.000
$x=30$ m	650	22	22	30		9,5		20.000
$x=40$ m	650	22	22	40		7		18.000
SUDA & SUNAGA (1990a): ±750 kV Shiobara HVDC Test Line. Messung an je einem Tag pro Polarität im angegebenen Monat; die Luftfeuchtigkeit der beiden Messtage (pos neg) ist angegeben.								
Nov 42 89%	750	22	22	0	17,7	18,9	39.100	14.300
Feb 39 57%	750	22	22	0	11	26,4	5.400	27.200
Apr 78 67%	750	22	22	0	19,6	36,1	33.700	41.400
Aug 74 78%	750	14	22	0		21,3	21.400	39.300
Sep - 76%	750	22	22	0		20,4		44.800

Tabelle 9.1-12: Elektrische Felder windabwärts von Hochspannungsleitungen (3): CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989)

Details	U (kV)	ρ (m)	h (m)	x (m)	E (kV/m) (+)	E (kV/m) (-)	n (cm ⁻³) (+)	n (cm ⁻³) (-)
CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989): ± 500 kV Pacific NW/SW Intertie, USA.								
Median und Extremwerte in festen Abständen x.								
Median	500		12,2	2	10	16	10.000	25.000
Median	500		12,2	17	5	10	0	0
Median	500		12,2	147	0	2	1.000	1.500
Median	500		12,2	299	0	1.,	500	1.000
Median	500		12,2	604	0		0	
95%-Perz.	500	11,6	12,2	2	20	35	90.000	100.000
95%-Perz.	500	11,6	12,2	17	15	23	60.000	50.000
95%-Perz.	500	11,6	12,2	147	3	7	14.000	11.000
95%-Perz.	500	11,6	12,2	299	1,8	4	5.000	6.000
95%-Perz.	500	11,6	12,2	604	1,4		2500	
Maximum	500	11,6	12,2	2	35	52	300.000	260.000
Maximum	500	11,6	12,2	17	25	37	200.000	175.000
Maximum	500	11,6	12,2	147	10	20	18.000	30.000
Maximum	500	11,6	12,2	299	6	20	13.000	21.000
Maximum	500	11,6	12,2	604	4		9.000	
Ebenda. Mittelwerte bei verschiedenen Wetterlagen.								
schön	500	11,6	12,2	2	9,3	17,9	31.000	34.300
schön	500	11,6	12,2	17	6	10,6	14.900	4.900
Schnee	500	11,6	12,2	2	12,6	15,7	26.300	36.200
Schnee	500	11,6	12,2	17	5	13	4.300	26.800
Regen	500	11,6	12,2	2	12,7	23,9	24.100	55.900
Regen	500	11,6	12,2	17	8	13,4	4.100	16.800
Eisnebel	500	11,6	12,2	2	12,9	34,6	25.700	90.300
Eisnebel	500	11,6	12,2	17	7,4	25,5	100	55.500

9.2 Messungen geladener Partikel

Die folgenden Tabellen listen die sich in verschiedenen Studien ergebende Zahl der aufgenommenen Ladungen pro Partikel (Q/N) sowie den sich daraus ergebenden Kompatibilitätsdurchmesser d_{comp} , d.h. der minimale Partikeldurchmesser, bei welchem die ermittelten Q/N mit Gleichung (3.2-10) kompatibel sind. Zu den tatsächlichen Durchmessern d ist nur ein Intervall bekannt, innerhalb von welchem sich alle bei der Messung erfassten geladenen Partikel befinden. Sofern d_{comp} sich oberhalb der Obergrenze dieser Spannweite befindet, ist somit keine Kompatibilität mit Gleichung (3.2-10) gegeben (die Partikel sind zu klein, bzw. sie sollten weniger Ladungen tragen als gemessen wurde). Liegt d_{comp} darunter, hängt es von der Partikelgrößenverteilung ab (die hier nicht genauer bekannt ist), ob eine Kompatibilität gegeben ist.

Gleichung (3.2-10) beruht auf der Annahme, dass das Produkt nt (mit n der Cluster-Ionen-Konzentration und $t=x/v$ der Zeit, in welcher ein Luftpaket bei einer Windgeschwindigkeit v die Entfernung x zwischen Stromleitung und Messort zurücklegt) gerade dem maximal möglichen Wert laut Näherung (2.1-2) entspricht (etwa $4 \cdot 10^{11}$ s/m³). In Leitungsnähe oder bei niedriger Windgeschwindigkeit kann dieser aber überschritten werden: allgemein gilt der sich mit der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) ergebende Maximalwert für n (und damit auch für nt , bei gegebenem $t=x/v$) laut Gleichung (2.1-1). Deshalb wurde in den Tabellen die Größe γ_{nt} eingeführt:

- γ_{nt} (theo) steht für das theoretische Verhältnis von nt laut Gleichung (2.1-1) und Näherung (2.1-2), dieses ist stets größer als 1 und konvergiert in Leitungsferne gegen 1 (Ausnahme: in unmittelbarer Leitungsnähe, wo sich die Vernachlässigung der Leitungshöhe in Näherung (2.1-2) auswirkt; ist γ_{nt} (theo) kleiner als 1, direkt unter der Leitung ergibt sich ein Wert Null).
- γ_{nt} (gem) steht für das Verhältnis des gemessenen Wertes für nt und dem Wert laut Näherung (2.1-2). γ_{nt} (gem) sollte stets kleiner sein als γ_{nt} (theo), in dem Fall sind die gemessenen Cluster-Ionen-Konzentrationen n mit der Theorie von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a) kompatibel.

Sofern γ_{nt} (theo) oder γ_{nt} (gem) größer als 1 sind, bedeutet dies, dass der in den Tabellen gelistete Wert für d_{comp} (welcher unter Annahme der Gültigkeit von Näherung (2.1-2) berechnet wurde) zu hoch berechnet wurde, in erster Näherung kann man annehmen, dass der tatsächliche Kompatibilitätsdurchmesser d_{comp} um etwa denselben Faktor γ_{nt} niedriger ist als der in den Tabellen gelistete Wert (siehe dazu Abschnitt 3.2.4, dort wurde diese Annahme umgesetzt, sie beruht allerdings nicht auf einer strikten Herleitung). Denn wenn nt laut der Theorie höher sein darf bzw. laut der Messung höher ist als der sich mit Näherung (2.1-2) ergebende Maximalwert (etwa $4 \cdot 10^{11} \text{ s/m}^3$), können entsprechend mehr Ladungen durch die Partikel aufgenommen werden, und die Kompatibilität ist bereits bei kleineren Partikeldurchmessern gegeben.

Die Bedeutung der Spalten in den folgenden Tabellen ist wie folgt:

- Typ: Betriebsmodus der Leitung: mp: monopolar, bp: bipolar.
- U (kV): Leitungsspannung.
- v (m/s): Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur Leitung.
- x (m): Entfernung der Messstation zum nächstgelegenen Leiterseil.
- γ_{nt} (theoretisch und gemessen): siehe oben.
- d (nm): Durchmesserbereich, in welchem sich die gemessenen Partikel befanden.
- Konz. (1.000 cm^{-3}): gemessene Konzentrationen der Partikelladungen windaufwärts (Q_{Luv}) und windabwärts (Q_{Lee}) der Leitung sowie der Partikel (N).
- Q/N : Ladungen pro Partikel windaufwärts (Luv) und windabwärts (Lee) der Leitung, sowie die Differenz (diese sollte damit den aufgenommenen Ladungen pro Partikel entsprechen).
- d_{comp} (nm): Kompatibilitätsdurchmesser, siehe oben.

Tabelle 9.2-1: Geladene Partikel nahe von Hochspannungsleitungen (1): JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011), BAILEY et al. (2012)

Typ	U (kV)	v (m/s)	x (m)	γ_{nt} theo	γ_{nt} gem	d (nm)	Q_{Luv} (dm^{-3})	Q_{Lee} (dm^{-3})	N (dm^{-3})	Q/N Luv	Q/N Lee	Q/N Diff	d_{comp} (nm)
JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011): Wechsellspannungsleitungen, Australien. Mehrere parallele Leitungen, die stärkste trug eine Spannung zwischen 220 und 330 kV. Der positive Korona-Effekt überwog. Messungen der Cluster-Ionen-Konzentration (und damit von γ_{nt}) und von Q erfolgten in verschiedenen Abständen windauf- und windabwärts der Leitungen; für N wurde nur ein Wert angegeben. Hier wurde nur die Messung an dem Punkt wiedergegeben, an welchem sich das Maximum für n und Q (und damit Q/N) ergab. Q und Q/N sind Netto-Werte.													
AC	>220 <330	5	19	0,8	0,1	>2 nm, <5 μm	-0,3	1,3	20	0,0	0,1	0,1	9
BAILEY et al. (2012): Nelson River Lines, Manitoba, Kanada. Bipolar (bp), parallel zueinander verlaufen Leiterseile mit den folgenden Spannungen: -450 kV, 500 kV, 65 Meter Zwischenraum, 450 kV, -500 kV; letzteres Leiterseil lag windabwärts. Direkte Messungen der Ladungen pro Partikel (Q/N). In der Studie erfolgte eine detaillierte Messung der Ladungszahlverteilung, siehe Abschnitt 3.3.6. Hier erfolgt nur ein Vergleich des sich ergebenden relativen Anteils aller geladenen Partikel mit einer einfachen Berechnung mittels Gleichung (3.2-10). Die Q/N -Werte in dieser Tabelle wurden wie folgt berechnet: bp 1: Q/N ist die Brutto-Anzahl an negativen Partikelladungen, relativ zu allen Partikeln. bp 2: Q/N ist die Brutto-Anzahl an negativen Partikelladungen, relativ zur Anzahl der Partikel, welche WINDABWÄRTS eine negative Ladung trugen.													
bp 1	-500	4	60	1,2		>66 nm, <1 μm				0,05	0,21	0,16	18
bp 1	-500	2	60	1,5		>66 nm, <1 μm				0,07	0,25	0,18	21
bp 1	-500	2	427	1,1		>66 nm, <1 μm				0,13	0,19	0,06	7
bp 2	-500	4	60	1,2		>66 nm, <1 μm				0,6	2,7	2,1	240
bp 2	-500	2	60	1,5		>66 nm, <1 μm				0,8	3	2,2	251
bp 2	-500	2	427	1,1		>66 nm, <1 μm				1,5	2,1	0,6	68

Tabelle 9.2-2: Geladene Partikel nahe von Hochspannungsleitungen (2): CARTER & JOHNSON (1988), SUDA & SUNAGA (1990b)

Typ	U (kV)	v (m/s)	x (m)	γ_{nt} the o	γ_{nt} gem	d (nm)	Q_{Luv} (dm ⁻³)	Q_{Lee} (dm ⁻³)	N (dm ⁻³)	Q/N Luv	Q/N Lee	Q/N Diff	d_{comp} (nm)
CARTER & JOHNSON (1988): monopolare 500-kV-DC-Testleitung, zur Maximierung des Korona-Effekts manipuliert. Messungen in festen Entfernungen x ; im Windgeschwindigkeits-Bereich $v=2-10$ m/s hing die Partikelladung Q_{Lee} bei festem x kaum von v ab. Die Partikelkonzentration N lag generell zwischen 5.000 und 6.000 cm ⁻³ , es erfolgten keine spezifischen Messungen gemeinsam mit jeder Messung von Q . Q und Q/N sind Netto-Werte (Raumladungs-Messung, Cluster-Ionen wurden vorher ausgefiltert).													
mp	-500	>2 <10	70	<1,4 >1	<1,4 >0,7	>2,5		10	>5 <6		<2 >1,7		194-228
mp	-500	>2 <10	150	<1,2 >1	<1,6 >0,2	>2,5		3,5	>5 <6		<0,7 >0,6		<80 >68
mp	-500	>2 <10	300	<1,1 >1	<1,9 >0,1	>2,5		1,5	>5 <6		≈0,3		≈34
SUDA & SUNAGA (1990b): Shiobara HVDC Test Line. Entfernungsabhängige Messungen, verschiedene Betriebsmodi: mp: monopolar, bp: bipolar (2 Leiter horizontal nebeneinander), bp*: Double Circuit P-1, wie bp, aber 4 Leiter: über dem unteren negativen Leiter verlief ein positiver Leiter und umgekehrt. Die Partikelkonzentration N wurde simultan zur Konzentration Q der Großen Ionen gemessen, es wurden jedoch nur Durchschnittswerte für eine komplette Messreihe (bei demselben Betriebsmodus) publiziert. Q und Q/N sind Brutto-Werte der jeweiligen Polarität.													
mp	750	2	0	0,0	0,0	10-40	3	8	>25 <46	≈0,1	<0,3 >0,2	<0,2 >0,1	11-23
mp	750	2	24	1,6	0,8	10-40	3	8	>25 <46	≈0,1	<0,3 >0,2	<0,2 >0,1	11-23
mp	750	2	56	1,6	1,3	10-40	3	14	>25 <46	≈0,1	<0,6 >0,3	<0,4 >0,2	23-46
mp	750	3	56	1,4	0,7	10-40	2,5	8	25	0,1	0,3	0,2	25
mp	750	3	189	1,2	0,7	10-40	2,5	5	25	0,1	0,2	0,1	11
mp	750	3	264	1,1	0,6	10-40	2,5	4	25	0,1	0,2	0,1	7
mp	-750	1	0	0,0	0,0	10-40	3	8	20	0,2	0,4	0,3	29
mp	-750	1	24	3,3	1,7	10-40	3	8	20	0,2	0,4	0,3	29
mp	-750	1	56	2,7	1,3	10-40	3	22	20	0,2	1,1	1,0	108
mp	-750	1,5	56	2,1	1,5	10-40	3,4	15	30	0,1	0,5	0,4	44
mp	-750	1,5	189	1,4	0,7	10-40	3,4	7	30	0,1	0,2	0,1	14
mp	-750	1,5	264	1,3	0,5	10-40	3,4	6	30	0,1	0,2	0,1	10
bp	-750	2	0	0,0	0,0	10-40	2	4	20	0,1	0,2	0,1	11
bp	-750	2	24	1,9	1,0	10-40	2	8	20	0,1	0,4	0,3	34
bp	-750	2	56	1,8	1,2	10-40	2	12	20	0,1	0,6	0,5	57
bp	-750	1,5	56	2,1	1,1	10-40	1,8	14	20	0,1	0,7	0,6	70
bp	-750	1,5	189	1,4	0,4	10-40	1,8	4	20	0,1	0,2	0,1	13
bp	-750	1,5	264	1,3	0,3	10-40	1,8	5	20	0,1	0,3	0,2	18
bp	-750	1,5	289	1,3	0,2	10-40	1,8	3	20	0,1	0,2	0,1	7
bp*	-650	1	0	0,0	0,0	10-40	2	4	20	0,1	0,2	0,1	11
bp*	-650	1	24	2,9	1,4	10-40	2	5	20	0,1	0,3	0,2	17
bp*	-650	1	56	2,5	0,5	10-40	2	7	20	0,1	0,4	0,3	29
Ebenda: Spannungsabhängige Messungen, verschiedene Betriebsmodi.													
mp	350	2	56	1,2	0,7	10-40	3	7	25	0,1	0,3	0,2	18
mp	550	2	56	1,4	1,2	10-40	3	10	25	0,1	0,4	0,3	32
mp	750	2	56	1,6	1,0	10-40	3	8	25	0,1	0,3	0,2	23
mp	-350	2	56	1,3	0,6	10-40	3	9	30	0,1	0,3	0,2	23
mp	-550	2	56	1,5	1,0	10-40	3	10	30	0,1	0,3	0,2	27
mp	-750	2	56	1,8	1,1	10-40	3	12	30	0,1	0,4	0,3	34
bp	-350	2	56	1,3	0,4	10-40	3	7	20	0,2	0,4	0,2	23
bp	-550	2	56	1,5	0,8	10-40	3	6	20	0,2	0,3	0,2	17
bp	-750	2	56	1,8	1,2	10-40	3	7	20	0,2	0,4	0,2	23

9.3 Messungen in anderen Umgebungen

9.3.1 Umgebungsluft

Tabelle 9.3-1 listet Messungen der Konzentrationen von Cluster-, Intermediären und Großen Ionen in ländlicher Hintergrundluft, Tabelle 9.3-2 entsprechende Messungen in urbaner Hintergrundluft, und Tabelle 9.3-3 Messungen in Innenräumen (in allen Fällen befand sich keine spezielle Ionenquelle in unmittelbarer Nähe). Dargestellt sind jeweils die Konzentration positiver und negativer Ionen, sowie das Verhältnis aus beiden. Zu den Großen Ionen ist der Durchmesserbereich, auf welchen sich die Werte beziehen, explizit angegeben. In der Beschreibung ist zudem angegeben, ob in der jeweiligen Studie auch Ionen-Größenverteilungen dargestellt wurden. Zu den einzelnen Studien siehe Abschnitt 4.3.1 (ländlich), 4.3.2 (urban) und 4.3.4 (Innenräume), zu den Studien von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) und VARTIAINEN et al. (2007) siehe Abschnitt 4.2.1, zur Studie von LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010) Abschnitt 4.3.3 (dort Tabelle 4.3-1).

Tabelle 9.3-1: Ionen, gemessen in ländlicher Hintergrundluft

Details	Cluster-Ionen (cm ⁻³)	Intermediäre Ionen (cm ⁻³)	Große Ionen (cm ⁻³)
HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000): Tahkuse, Estland, Wald & Felder. 14 Monate. Ionengrößenverteilungen. Große Ionen: 7,4-79 nm			
Median	259 (+), 231 (-) 1,1 (+/-)	41 (+), 40 (-) 1,0 (+/-)	1.578 (+), 1.540 (-) 1,0 (+/-)
Maxima	1.167 (+), 990 (-) 1,2 (+/-)	874 (+), 1.008 (-) 0,9 (+/-)	8.099 (+), 8.057 (-) 1,0 (+/-)
HIRSIKKO et al. (2005): Hyttiälä, Süd-Finnland. Wald. 12 Monate. Beobachtung von Partikelbildungs-Ereignissen			
Mittelwerte	730 (+), 750 (-) 1,0 (+/-)	<25 (+), <25 (-)	
Max. Monatsmittel (Cluster-Ionen) Maxima (Intermediäre Ionen)	881 (Oktober, +), 889 (August, -)	2000 (+), 1000 (-)	
TAMMET et al. (2006): Hyttiälä, Süd-Finnland. Wald. August. Abschätzung der Senkenwirkung von Partikeln und Vegetation			
Mittelwerte Waldboden	813 (+), 678 (-) 1,2 (+/-)	3.500 Ladungen pro cm ³ (Partikelladungen insgesamt; Abschätzung)	
Mittelwerte Baumkronen	541 (+), 462 (-) 1,2 (+/-)	6.000 Ladungen pro cm ³ (Partikelladungen insgesamt; Abschätzung)	
LIHAVAINEN et al. (2007): Nord-Finnland. Berg über Baumgrenze, 565 m. Oktober/November. Ionengrößenverteilungen. Große Ionen: 7,4-40 nm			
Mittelwerte bei klarer Luft	973 (+), 1.182 (-) 0,8 (+/-)	10 (+), 19 (-) 0,5 (+/-)	27 (+), 22 (-) 1,2 (+/-)
Mittelwerte, wenn Station in den Wolken	135 (+), 175 (-) (+/-) 0,8	3 (+), 4 (-) (+/-) 0,8	738 (+), 32 (-) 1,2 (+/-)
VIRKKULA et al. (2007): Antarktis. Sommer			
Median	385 (+), 524 (-) 0,7 (+/-)	3 (+), 5 (-) 0,6 (+/-)	
VARTIAINEN et al. (2007): Russland, Oktober. Zweiwöchige Zugfahrt Moskau-Wladiwostok-Moskau (Transsib). Ionengrößenverteilungen. Große Ionen: 7,5-40 nm			
Rural, saubere Luft. Median	465 (+), 1.220 (-) 0,4 (+/-)	20 (+), 16 (-) 1,3 (+/-)	379 (+), 333 (-) 1,1 (+/-)
Rural, verschmutzte Luft. Median	581 (+), 1.231 (-) 0,5 (+/-)	31 (+), 15 (-) 2,1 (+/-)	885 (+), 537 (-) 1,6 (+/-)
Dünnbesiedelt. Median	486 (+), 1.103 (-) 0,4 (+/-)	29 (+), 24 (-) 1,2 (+/-)	635 (+), 547 (-) 1,2 (+/-)
Rural, saubere Luft. 95%-Perzentile	949 (+), 2.908 (-) 0,3 (+/-)	116 (+), 239 (-) 0,5 (+/-)	1.509 (+), 1284 (-) 1,2 (+/-)
Rural, verschmutzte Luft. 95%-Perzentile	1.535 (+), 3975 (-) 0,4 (+/-)	207 (+), 248 (-) 0,8 (+/-)	3.246 (+), 2.556 (-) 1,3 (+/-)
Dünnbesiedelt. 95%-Perzentile	1.456 (+), 3.521 (-) 0,4 (+/-)	175 (+), 256 (-) 0,7 (+/-)	2.915 (+), 2.502 (-) 1,2 (+/-)

Tabelle 9.3-2: Ionen, gemessen in urbaner Hintergrundluft

Details	Cluster-Ionen (cm ⁻³)	Intermediäre Ionen (cm ⁻³)	Große Ionen (cm ⁻³)
HIRSIKKO et al. (2007b): Helsinki, August 2004. Große Ionen: 10-40 nm			
Median Arbeitstage	590 (+), 630 (-) 0,9 (+/-)	36 (+), 46 (-) 0,8 (+/-)	512 (+), 539 (-) 0,9 (+/-)
Median Wochenende	632 (+), 696 (-) 0,9 (+/-)	18 (+), 24 (-) 0,8 (+/-)	288 (+), 308 (-) 0,9 (+/-)
Maximum Arbeitstage	2.452 (+), 4.781 (-) 0,5 (+/-)	6.653 (+), 8.003 (-) 0,8 (+/-)	9.501 (+), 13.882 (-) 0,7 (+/-)
Maximum Wochenende	2417 (+), 2.645 (-) 0,9 (+/-)	965 (+), 2.157 (-) 0,4 (+/-)	9.276 (+), 7.344 (-) 1,3 (+/-)
VARTIAINEN et al. (2007): Russland, Oktober 1995. 2 Wochen Transsib. Ionengrößenverteilungen. Große Ionen: 7,5-40 nm			
Dichtbesiedelt. Median	490 (+), 905 (-) 0,5 (+/-)	27 (+), 22 (-) 1,2 (+/-)	843 (+), 706 (-) 1,2 (+/-)
Städtisch. Median	477 (+), 837 (-) 0,6 (+/-)	34 (+), 26 (-) 1,3 (+/-)	1.125 (+), 897 (-) 1,3 (+/-)
Dichtbesiedelt. 95%-Perzentile	1.925 (+), 2.431 (-) 0,8 (+/-)	127 (+), 154 (-) 0,8 (+/-)	3.349 (+), 3.205 (-) 1,0 (+/-)
Städtisch. 95%-Perzentile	1.082 (+), 2.566 (-) 0,4 (+/-)	150 (+), 150 (-) 1,0 (+/-)	3.574 (+), 3.795 (-) 0,9 (+/-)
RETALIS, NASTOS & RETALIS 2009: Athen, Griechenland, 1968-1984 (16 Jahre). Von Jahr zu Jahr linear abnehmend.			
Mittelwerte 1968	210 (+), 155 (-), 1,4 (+/-)		
Mittelwerte 1984	150 (+), 130 (-), 1,2 (+/-)		
LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010): Australische Großstadt. Mittlung über mehrere Standorte, bis zu 12 h pro Standort			
Mittelwert Wohngegend	601 (+), 361 (-), 1,7 (+/-)		
Mittelwert Stadtzentrum	99 (+), 251 (-), 0,4 (+/-)		
DOS SANTOS et al. 2015: Paris, Frankreich, 2009-10 (1 Jahr). Große Ionen: 7–20 nm			
Mittelwerte	330 (+), 390 (-) 0,8 (+/-)	30 (+), 20 (-) 1,5 (+/-)	460 (+), 310 (-) 1,5 (+/-)
Maxima	600 (+), 740 (-) 0,8 (+/-)	100 (+), 60 (-) 1,7 (+/-)	910 (+), 650 (-) 1,4 (+/-)
LI et al. (2015): Xi'an, China, 2009-10 (1 Jahr)			
Mittelwert Glockenturm (Zentrum)	361 (+), 243 (-), 1,5 (+/-)		
Mittelwert 1. Ringstraße	387 (+), 250 (-), 1,5 (+/-)		
Mittelwert 2. Ringstraße	551 (+), 264 (-), 2,1 (+/-)		
Mittelwert 3. Ringstraße	440 (+), 295 (-), 1,5 (+/-)		
Mittelwert Changning-Palast (Stadttrand)	540 (+), 514 (-) 1,1 (+/-)		
Mittelwert Universitäts- Campus (Stadttrand)	1.753 (+), 1.259 (-) 1,4 (+/-)		
WANG et al. (2018): Shanghai, China, 2014-15 (1 Jahr). Große Ionen: 7.4–79 nm			
Mittelwerte gesamtes Jahr	126 (+), 130 (-) 1,0 (+/-)	74 (+), 87 (-) 0,9 (+/-)	2.128 (+), 2.119 (-) 1,0 (+/-)
Mittelwerte Winter	132 (+), 148 (-) 0,9 (+/-)	103 (+), 128 (-) 0,8 (+/-)	2.267 (+), 2.408 (-) 0,9 (+/-)
Mittelwerte Frühling	84 (+), 158 (-) 0,5 (+/-)	101 (+), 87 (-) 1,2 (+/-)	1.404 (+), 2.064 (-) 0,7 (+/-)
Mittelwerte Sommer	115 (+), 112 (-) 1,0 (+/-)	59 (+), 70 (-) 0,8 (+/-)	2.046 (+), 1.875 (-) 1,1 (+/-)
Mittelwerte Herbst	130 (+), 119 (-) 1,1 (+/-)	65 (+), 80 (-) 0,8 (+/-)	2.155 (+), 2.129 (-) 1,0 (+/-)

Tabelle 9.3-3: Ionen, gemessen in Innenräumen

Details	Cluster-Ionen (cm ⁻³)	Intermediäre Ionen (cm ⁻³)	Große Ionen (cm ⁻³)
HIRSIKKO et al. (2007b): Laborraum der Uni Helsinki (4. Stock, Boden-Radon damit insignifikant). Große Ionen: 10-40 nm			
Mittelwerte Arbeitstage	1.019 (+), 1.127 (-) 0,9 (+/-)	59 (+), 70 (-) 0,8 (+/-)	232 (+), 209 (-) 1,1 (+/-)
Median Arbeitstage	966 (+), 1.065 (-) 0,9 (+/-)	22 (+), 28 (-) 0,8 (+/-)	164 (+), 142 (-) 1,2 (+/-)
Maximum Arbeitstage	3.651 (+), 5.987 (-) 0,6 (+/-)	684 (+), 771 (-) 0,9 (+/-)	11.521 (+), 10.357 (-) 1,1 (+/-)
Mittelwerte Wochenende	1.396 (+), 1.389 (-) 1,0 (+/-)	21 (+), 25 (-) 0,8 (+/-)	211 (+), 221 (-) 1,0 (+/-)
Median Wochenende	1.357 (+), 1.376 (-) 1,0 (+/-)	9 (+), 9 (-) 1,0 (+/-)	196 (+), 189 (-) 1,0 (+/-)
Maximum Wochenende	2.601 (+), 4.075 (-) 0,6 (+/-)	475 (+), 527 (-) 0,9 (+/-)	1.785 (+), 8.551 (-) 0,2 (+/-)
SCHERER & MAYER (2010): Prüfräume am Fraunhofer-Institut für Bauphysik IBP			
Mittelwert, Wände des Raums mit Spezialfarbe bestrichen	3.100 (+), 2.400 (-) 1,3 (+/-)		
Mittelwert, Referenz-Raum gleicher Größe	1.600 (+), 1.400 (-) 1,1 (+/-)		
Maximum, Wände des Raums mit Spezialfarbe bestrichen	4.300 (+), 3.700 (-) 1,2 (+/-)		
Maximum, Referenz-Raum gleicher Größe	2.300 (+), 2.000 (-) 1,2 (+/-)		
WALLNER et al. (2015): zu Testzwecken genutzte Räume einer Mietwohnung in Wien			
Mittelwert, Wände des Raums mit Spezialfarbe bestrichen	866 (+), 1.328 (-) 0,7 (+/-)		
Mittelwert, Referenz-Raum gleicher Größe	367 (+), 671 (-) 0,5 (+/-)		

9.3.2 Verkehrsbereich

Tabelle 9.3-4 listet Messungen aus dem Verkehrsbereich. Sofern die Studien auch entfernungsabhängige Messungen beinhalteten, ist dies in der Beschreibung angegeben. In dem Fall wurden in Tabelle 9.3-4 nur die in der kürzesten Entfernung zum Verkehrsweg gemessenen Werte wiedergegeben. Zu den einzelnen Studien siehe Abschnitt 4.4, zur Studie von LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010) siehe Abschnitt 4.3.3, dort Tabelle 4.3-1.

Tabelle 9.3-4: Ionen, gemessen in der Umgebung von Autobahnen oder Hauptstraßen

Details	Cluster-Ionen (cm ⁻³)	Intermediäre Ionen (cm ⁻³)	Große Ionen (cm ⁻³)
TIITTA et al. (2007): Kuopio, Finnland. Juni. 10 m von einer Hauptstraße am Stadtrand. Ionen- und Partikelgrößenverteilungen. Große Ionen: 7,5-40 nm			
Mittelwert, wenn Station windabwärts der Straße	260 (+), 280 (-) 0,9 (+/-)	50 (+), 90 (-) 0,6 (+/-)	870 (+), 910 (-) 1,0 (+/-)
Mittelwert, wenn Station windaufwärts der Straße	320 (+), 350 (-) 0,9 (+/-)	40 (+), 60 (-) 0,7 (+/-)	500 (+), 550 (-) 0,9 (+/-)
JAYARATNE, LING, & MORAWSKA (2010): Messung in Garage nahe PKW-Auspuff			
Mittelwert bei 750 U/min (Leerlauf)	170 (+), 310 (-) 0,5 (+/-)		
Mittelwert bei 2.000 U/min	2.000 (+), 1.100 (-) 1,8 (+/-)		
Mittelwert bei 3.000 U/min	14.000 (+), 16.000 (-) 0,9 (+/-)		
JAYARATNE, LING, & MORAWSKA (2010): Brisbane, Australien: Spot-Messungen an Autobahnen & Straßen. Entfernungsabhängige Messungen.			
Median 2-5 m windabwärts von Autobahn	569 (+), 642 (-) 0,9 (+/-)		
Median 2-5 m windabwärts von urbanen Hauptstraßen	309 (+), 294 (-) 1,1 (+/-)		
Median urbane Parks (Hintergrundmessung)	50 (+), 219 (-) 0,2 (+/-)		
LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010): Australische Großstadt. Mittelung über bis zu 12 h pro Standort			
Mittelwert 2-5 m von Autobahnen	481 (+), 589 (-) 0,8 (+/-)		
JAYARATNE, LING, & MORAWSKA (2014): Brisbane, Australien: Spot-Messungen an Autobahnen. Entfernungsabhängige Messungen. Zudem Messungen der Ionengrößenverteilungen (auch genutzt in JAYARATNE, LING, & MORAWSKA (2015b) zum Direktvergleich mit gleichartigen Messungen nahe von Hochspannungsleitungen), sowie der relative Anteile geladener Partikel an allen Partikeln, in Abhängigkeit von der Größe.			
14 m windabwärts von Autobahnen	380 (+), 210 (-) 1,8 (+/-)	Geladene Partikel: 0,8-42 nm 10.000 (+), 9.600 (-), 1,0 (+/-)	
25 m windabwärts von Autobahnen	100 (+), 90 (-) 1,1 (+/-)	Geladene Partikel: 0,8-42 nm 5.600 (+), 6.000 (-), 0,9 (+/-)	

9.3.3 Wasserfälle und Regen

Tabelle 9.3-5 listet Messungen aus der Nähe von Wasserfällen bzw. bei Regen. Da bei Wasserfällen üblicherweise negative Ionen dominieren, wurde hier das Verhältnis negativer zu positiver Ionen dargestellt (sofern die Konzentrationen der Ionen beider Polaritäten gemessen wurden). Sofern die Studien auch entfernungsabhängige Messungen beinhalteten, ist dies in der Beschreibung angegeben; in dem Fall wurden in der Tabelle nur die in der kürzesten Entfernung zum Wasserfall gemessenen Werte wiedergegeben). Zu den einzelnen Studien siehe Abschnitt 4.5.

Tabelle 9.3-5: Ionen, gemessen in der Umgebung von Wasserfällen oder bei Regen

Details	Cluster-Ionen (cm ⁻³)	Intermediäre Ionen (cm ⁻³)	Große Ionen (cm ⁻³)
TAMMET, HÖRRAK & KULMALA (2009): Regen, Hyttiälä/Finnland & Tartu/Estland, März-September. Ionengrößenverteilungen			
Hyttiälä, Mittelwert für Regen > 3 mm		610 (-)	
Tartu, Mittelwert für Regen > 3 mm		540 (-)	
LAAKSO et al. (2007): künstliche Kaskade (10 m) im Fluss Vantaa, Finnland. 2 Tage im November 2005. Ionengrößenverteilungen. Große Ionen: 10-40 nm			
11.11.05, Fluss 10,9 m ³ /s	390 (+), 1.430 (-) 3,7 (-/+)	730 (+), 5.530 (-) 7,6 (-/+)	1.420 (+), 1.700 (-) 1,2 (-/+)
11.11.05, Referenz	810 (+), 590 (-) 0,7 (-/+)	170 (+), 242 (-) 1,4 (-/+)	1190 (+), 1000 (-) 0,8 (-/+)
18.11.05, Fluss 22,8 m ³ /s	880 (+), 2.080 (-) 2,4 (-/+)	470 (+), 1.810 (-) 3,9 (-/+)	1.360 (+), 1.670 (-) 1,2 (-/+)
18.11.05, Referenz	1.000 (+), 1.000 (-) 1,0 (-/+)	200 (+), 230 (-) 1,2 (-/+)	920 (+), 970 (-) 1,1 (-/+)
KOLARŽ et al. (2012): Wasserfälle in Österreich, Juli 2008. Abstands-abhängige Messungen. Ionengrößenverteilungen. Große Ionen: 7,5-360 nm			
Krimml Mittelwert (92 m Entfernung)	1.040 (+), 16.600 (-) 16,0 (-/+)	14.500 (-)	6.500 (-)
Stuiben Mittelwert	2.140 (+), 43.900 (-) 20,5 (-/+)		
Bad Gastein Mittelwert	1.290 (+), 24700 (-) 19,1 (-/+)		
Gartl Mittelwert (28 m Entfernung)	1.800 (+), 4.300 (-) 2,4 (-/+)	44.600 (-)	4.200 (-)
Möll Mittelwert	1.450 (+), 3.300 (-) 2,3 (-/+)		
Krimml Maximum	1.740 (+), 2.800 (-) 1,6 (-/+)		
Stuiben Maximum	3.100 (+), 54.400 (-) 17,5 (-/+)		
Bad Gastein Maximum	430 (+), 31.600 (-) 73,5 (-/+)		
Gartl Maximum	2.400 (+), 5.800 (-) 2,4 (-/+)		
Möll Maximum	1.580 (+), 6.300 (-) 4,0 (-/+)		

9.3.4 Sonstiges

Tabelle 9.3-6 listet Messungen in sonstigen Situationen. Zu den einzelnen Studien siehe Abschnitt 4.7.

Tabelle 9.3-6: Ionen, gemessen in sonstigen Situationen

Details	Cluster-Ionen (cm ⁻³)	Geladene Partikel (cm ⁻³)
HAN, KIM & HONG (2011): Messungen in den 10 Copy-Shops mit dem höchste Kopiervolumen Südkoreas; 4-7 Kopierer je Shop. Geladene Partikel: 2 nm-5 µm		
Höchster Tagesdurchschnitt Shop mit 5 Kopierern		4.000 (+)
Durchschnittlicher Tagesdurchschnitt aller 10 Shops 4-7 Kopierer je Shop		1.500 (+)
STABILE et al. (2014): Messungen neben einem Propangas-Herd <i>Anm.: Cluster-Ionen-Konzentrationen wurden der Publikation direkt entnommen. Die Konzentration geladener Partikel ergaben sich aus der totalen Partikelkonzentration sowie aus dem relativen Anteil einfach geladener Partikel (hier wurde der Anteil für den Median-Durchmesser herangezogen, da die Partikel-Größenverteilung laut den Autoren sehr eng war). Die Messung des Anteils geladener Partikel erfolgte nur für positive Partikel, die Ladungsverteilung kann als symmetrisch angenommen werden.</i>		
Maximum freie Gasflamme	8.200 (+), 9.300 (-) 0.9 (+/-)	8.000 (+), 8.000 (-) Einfach geladene Partikel, Median 10 nm
Maximum mit Topf auf Herd	930 (+), 780 (-) 1.2 (+/-)	
Maximum beim Braten einer Aubergine		88.000 (+), 88.000 (-) Einfach geladene Partikel, Median 50 nm
Maximum beim Braten von Speck	1.000 (+), 1.200 (-) 0.8 (+/-)	140.000 (+), 140.000 (-) Einfach geladene Partikel, Median 100 nm

Literaturverzeichnis

- [1] ABDELSALAM, M.; SHAMLOUL, D. (1992): Computation of Ion-Flow Fields of AC Coronating Wires by Charge Simulation Techniques. – IEEE Transactions on Electrical Insulation, 27 (2): 352-361.
- [2] ABDEL-SALAM, M.; ABDEL-AZIZ, E. Z. (1994): A charge simulation-based method for calculating corona loss on AC power transmission lines. – Journal of Physics D: Applied Physics, 27: 2570–2579.
- [3] AHLBOM, A. et al. (2000): A pooled analysis of magnetic fields and childhood leukaemia. – British Journal of Cancer (2000) 83 (5): 692–698.
- [4] ALEXANDER et al. (1998): Spatial clustering of childhood leukaemia: summary results from the EUROCLUS project. – British Journal of Cancer, 77 (5): 818-824.
- [5] ALEXANDER, Dominik D.; BAILEY, William H.; PEREZ, Vanessa; MITCHELL, Meghan E.; Steave, Su (2013): Air ions and respiratory function outcomes: a comprehensive review. – Journal of Negative Results in BioMedicine, 12 (14).
- [6] ALI, Mohammed; REDDY, Rama N.; MAZUMDER, Malay K. (2008): Electrostatic charge effect on respirable aerosol particle deposition in a cadaver-based throat cast replica. – Journal of Electrostatics, 66 (7–8): 401-406.
- [7] ALI, Mohammed (2012): A Novel Method for Inhalation Control of Workplace Anthropogenic Pollutant Particles. – Particle & Particle Systems Characterization, 29 (4), 311-318.
- [8] AMANO, Y.; SUNAGA, Y. (1989): Study on Reduction in Electric-Field, Charged Voltage, Ion Current and Ion Density under HVDC Transmission-Lines by parallel Shield Wires. – IEEE Transactions on Power Delivery, 4 (2): 1351-1359.
- [9] AMOON, Aryana T.; CRESPI, Catherine M.; AHLBOM, Anders; BHATNAGAR, Megha; BRAY, Isabelle; BUNCH, Kathryn J.; CLAVEL, Jacqueline; FEYCHTING, Maria; HÉMON, Denis; JOHANSEN, Christoffer; KREIS, Christian; MALAGOLI, Carlotta; MARQUANT, Fabienne; PEDERSEN, Camilla; RAASCHOU-NIELSEN, Ole; RÖÖSLI, Martin; SPYCHER, Ben D.; SUDAN, Madhuri; SWANSON, John; TITTARELLI, Andrea; TUCK, Deirdre M.; TYNES, Tore; VERGARA, Ximena; VINCETI, Marco; WÜNSCH-FILHO, Victor; KHEIFETS, Leeka (2018): Proximity to overhead power lines and childhood leukaemia: an international pooled analysis. – British Journal of Cancer, 119: 364–373.
- [10] AZHDARZADEH, Mehdi; OLFERT, Jason S.; VEHRING, Reinhard; FINLAY, Warren H. (2014a): Effect of electrostatic charge on oral-extrathoracic deposition for uniformly charged monodisperse aerosols. – Journal of Aerosol Science, 68: 38-45.
- [11] AZHDARZADEH, Mehdi; OLFERT, Jason S.; VEHRING, Reinhard; FINLAY, Warren H. (2014b): Effect of Induced Charge on Deposition of Uniformly Charged Particles in a Pediatric Oral-Extrathoracic Airway. – Aerosol Science and Technology, 48 (5): 508-514.
- [12] BAILEY, William H.; JOHNSON, Gary B.; BISHOP, Justin; HETRICK, Todd; SU, Steave (2012): Measurements of Charged Aerosols Near ± 500 -kV DC Transmission Lines and in Other Environments. – IEEE Transactions on Power Delivery, 27 (1): 371-379.
- [13] BAIR, W. J. (1994): The Revised International Commission on Radiological Protection (ICRP) Dosimetric Model for the Human Respiratory Tract—An Overview. – Annals of Occupational Hygiene 38 (S1): 251-256.
- [14] BLANCHARD, DC (1958): Electrically Charged Drops from Bubbles in Sea Water and their Meteorological Significance. – Journal of Meteorology 15 (4): 383-396.
- [15] BLANCHARD, DC (1966): Positive Space Charge from Sea, Journal of the Atmospheric Sciences 23 (5): 507-515.

- [16] BRACKEN, T. Dan; CAPON, A. S.; MONTGOMERY, D. V. (1978): Ground Level Electric-Fields and Ion Currents on Celilo-Sylmar +/-400 KV DC Intertie during fair Weather. – IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, 97 (2): 370-378.
- [17] BRACKEN, T. Dan (1990): Program to monitor electric and magnetic fields and ions before and after energization of a ± 450 kV HVDC transmission line in New Hampshire. First Annual report, for the period December, 1988 - December, 1989. March 23, 1990. – T. Dan Bracken, Inc., 5415 SE Milwaukee Avenue #4, Portland, Oregon 97202.
- [18] BRACKEN, T. Dan (1991): Program to monitor electric and magnetic fields and ions before and after energization of a ± 450 kV HVDC transmission line in New Hampshire. Second Annual Report, for the period January, 1990 - December, 1990. July 1, 1991. – T. Dan Bracken, Inc., 5415 SE Milwaukee Avenue #4, Portland, Oregon 97202.
- [19] BRACKEN, T. Dan (1992): Program to monitor electric and magnetic fields and ions before and after energization of a ± 450 kV HVDC transmission line in New Hampshire. Third Annual report, for the period January, 1991 - December, 1991. July 1, 1992. – T. Dan Bracken, Inc., 5415 SE Milwaukee Avenue #4, Portland, Oregon 97202.
- [20] BRACKEN, T. Dan (1993): Program to monitor electric and magnetic fields and ions before and after energization of a ± 450 kV HVDC transmission line in New Hampshire. Fourth Annual Report, for the period January, 1992 -December, 1992. August 1, 1993. – T. Dan Bracken, Inc., 5415 SE Milwaukee Avenue #4, Portland, Oregon 97202.
- [21] BRACKEN, T. Dan; SENIOR, Russell S.; BAILEY, William H. (2005): DC Electric Fields from Corona-Generated Space Charge near AC Transmission Lines. – IEEE Transactions on Power Delivery, 20 (2): 1692-1702.
- [22] BUCKLEY, Alison J.; WRIGHT, Matthew D.; HENSHAW, Denis L. (2008): A Technique for Rapid Estimation of the Charge Distribution of Submicron Aerosols under Atmospheric Conditions. – Aerosol Science and Technology, 42 (12): 1042-1051.
- [23] BUNCH; K. J.; KEEGAN, T. J.; SWANSON, J.; VINCENT, T. J.; MURPHY, M. F. (2014a): Residential distance at birth from overhead high-voltage powerlines: childhood cancer risk in Britain 1962–2008. – British Journal of Cancer, 110: 1402–1408.
- [24] BUNCH, K. J.; VINCENT, T. J.; BLACK, R. J.; PEARCE, M. S.; MCNALLY, R. J. Q.; MCKINNEY, P. A.; PARKER, L.; CRAFT, A. W.; MURPHY, M. F. G. (2014b): Updated investigations of cancer excesses in individuals born or resident in the vicinity of Sellafield and Dounreay. – British Journal of Cancer, 111: 1814–1823.
- [25] BUNCH, K. J.; SWANSON, J.; VINCENT, T. J.; MURPHY, M. F. G. (2015): Magnetic fields and childhood cancer: an epidemiological investigation of the effects of high-voltage underground cables. – J. Radiol. Prot. 35 (2015) 695–705
- [26] CARTER, PJ; JOHNSON, GB (1988): Space-charge measurements downwind from a monopolar 500-KV HVDC Test Line. – IEEE Transactions on Power Delivery, 3 (4): 2056-2063.
- [27] CHAN, Tai L.; LIPPMANN, Morton; COHEN, Vicki R.; SCHLESINGER, Richard B. (1987): Effect of electrostatic charges on particle deposition in a hollow cast of the human larynx-tracheobronchial tree. – Journal of Aerosol Science 9 (5): 463-468.
- [28] CHAN, TL; YU, CP (1982): Charge Effects on Particle Deposition in the Human Tracheobronchial Tree. – Annals of Occupational Hygiene, 26 (1-4): 65-75.
- [29] CHARTIER, V. L.; STEARNS, R. D.; BURNS, A. L. (1989): Electrical Environment of the uprated Pacific NW/SW HVDC Intertie. – IEEE Transactions on Power Delivery, 4 (2): 1305-1317.

- [30] CHEN, YK; YU, CP (1990): Sedimentation of Charged Fibers from a 2-Dimensional Channel Flow. – *Aerosol Science and Technology* 12 (3): 786-792.
- [31] CHEN, YK; YU, CP (1991): Sedimentation of Charged Fibers from a Circular Duct Flow. – *Journal of Aerosol Science*, 22: 747-756.
- [32] CHEN, SB; KOCH, DL (1996): Electrophoresis and sedimentation of charged fibers. – *Journal of Colloid and Interface Science*, 180: 466-477.
- [33] CHEN, Yang; YOUNG, Paul M.; FLETCHER, David F.; CHAN, Hak Kim; LONG, Edward; LEWIS, David; CHURCH, Tanya; TRAINI, Daniela (2015): The Effect of Active Pharmaceutical Ingredients on Aerosol Electrostatic Charges from Pressurized Metered Dose Inhalers, *Pharmaceutical Research* 32 (9), 2928-2936.
- [34] CHEUNG, H.C.; CHOU, C.C.-K.; JAYARATNE, E.R.; MORAWSKA, L. (2015): Impact of particle formation on atmospheric ions and particle number concentrations in an urban environment. – *Atmospheric Research*, 157: 127–136.
- [35] CHOI, Hak Soo; ASHITATE, Yoshitomo; LEE, Jeong Heon; KIM, Soon Hee; MATSUI, Aya; INSIN, Numpon; BAWENDI, Mouni G.; SEMMLER-BEHNKE, Manuela; FRANGIONI, John V.; TSUDA, Akira (2010): Rapid translocation of nanoparticles from the lung airspaces to the body. – *Nature Biotechnology*, 28 (2): 1300-1303.
- [36] CHRISTIANSEN, C. (1913): Elektrizitätserregung beim Zerspritzen von Flüssigkeiten (Balloelektrizität). – *Ann. Phys.*, 345: 107–137 & 233–248.
- [37] CLEMENT, CF; HARRISON, RG (1991): Charge Distributions on Aerosols. – *Institute of Physics Conference Series* 118 (5): 275-280.
- [38] COHEN, Beverly S.; XIONG, Judy Q.; ASGHARIAN, Bahman; Ayres, Lynda (1995): Deposition of inhaled charged ultrafine particles in a simple tracheal model, *Journal of Aerosol Science*, 26 (7): 1149-1160-
- [39] COHEN, BS; XIONG, JQ; FANG, CP; LI, W (1998) Deposition of charged particles on lung airways. – *Health Physics*, 74 (5): 554-560.
- [40] COLLINGS, N., DOYLE, F.J., HAYHURST, A.N., KITTELSON, D.B., WILLIAMS, D. (1988): Charged species in the exhaust of a spark ignition engine as studied with Langmuir probes and a mass spectrometer. – *Combustion Science Technology*, 62: 31-59.
- [41] CRESPI, C. M.; VERGARA, X. P.; HOOPER, C.; OKSUZYAN, S.; WU, S.; COCKBURN, M.; KHEIFETS, L. (2016): Childhood leukaemia and distance from power lines in California: a population-based case-control study. – *British Journal of Cancer*, 115: 122–128 (2016).
- [42] DALLAIRE, R. D.; MARUVADA, P. S. (1987): Corona Performance of a +/-450-KV Bipolar DC Transmission-Line Configuration. – *IEEE Transactions on Power Delivery*, 2 (2): 477-485.
- [43] DAVIS, JMG; BOLTON, RE; DOUGLAS, AN; JONES, AD; SMITH, T (1988): Effects of Electrostatic Charge on the Pathogenicity of Chrysotile Asbestos. – *British Journal of Industrial Medicine*, 45 (5): 292-299.
- [44] DKKR (2019): Jahresbericht/Annual Report 2018 (1980-2017). – Deutsches Kinderkrebsregister am Institut für Medizinische Biometrie, Epidemiologie und Informatik (IMBEI), Universitätsmedizin der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz. April 2019.
<http://www.kinderkrebsregister.de/dkk/ergebnisse/jahresberichte.html>.

- [45] DOS SANTOS, V. N.; HERRMANN, E.; MANNINEN, H. E.; HUSSEIN, T.; HAKALA, J.; NIEMINEN, T.; AALTO, P. P.; MERKEL, M.; WIEDENSOHLER, A.; KULMALA, M.; PETÄJÄ, T.; HÄMERI, K. (2015): Variability of air ion concentrations in urban Paris. – *Atmos. Chem. Phys.*, 15: 13717–13737.
- [46] DRAPER, Gerald; VINCENT, Tim; KROLL, Mary E; SWANSON, John (2005): Childhood cancer in relation to distance from high voltage power lines in England and Wales: a case-control study. – *British Medical Journal*, 330 (7503): 1290-1292A.
- [47] EDEN, Tim (2010): Aetiology of childhood leukaemia. – *Cancer Treatment Reviews*, 36: 286–297.
- [48] FATOKUN, Folasade J; JAYARATNE, Rohan; MORAWSKA, Lidia; BIRTWHISTLE, David; RACHMAN, Rihandanu; MENERSEN, Kerrie (2010): Corona Ions from Overhead Transmission Voltage Powerlines: Effect on Direct Current Electric Field and Ambient Particle Concentration Levels. – *Environ. Sci. Technol.*, 44: 526–531.
- [49] FEMU (2013): Fachstellungnahme im Auftrag der Bundesnetzagentur: Gesundheitliche Wirkungen elektrischer und magnetischer Felder von Stromleitungen. – Forschungszentrum für Elektro-Magnetische Umweltverträglichkeit (femu), Institut für Arbeitsmedizin und Sozialmedizin, Universitätsklinikum Aachen, März 2013.
<https://www.netzausbau.de/SharedDocs/Downloads/DE/Sonstiges/FemuFachstellungnahme.pdf>.
- [50] FEWS, A. P.; HENSHAW, D. L.; KEITCH, P. A.; CLOSE, J. J.; WILDING, R. J. (1999a): Increased exposure to pollutant aerosols under high voltage power lines. – *International Journal of Radiation Biology*, 75 (12): 1505–1521.
- [51] FEWS, A. P.; HENSHAW, D.L.; WILDING, R.J.; KEITCH, P.A. (1999b): Corona ions from power lines and increased exposure to pollutant aerosols. – *International Journal of Radiation Biology*, 75 (12): 1523-1531.
- [52] FEWS, AP; HENSHAW, DL (2000): Comment on the papers: Increased exposure to pollutant aerosols under high voltage power lines; and Corona ions from powerlines and increased exposure to pollutant aerosols – Reply. – *International Journal of Radiation Biology* 76 (12): 1688-1691.
- [53] FEWS, A.P.; WILDING, R.J.; KEITCH, P.A.; HOLDEN, N.K.; HENSHAW, D.L. (2002): Modification of atmospheric DC fields by space charge from high-voltage power lines. – *Atmospheric Research*, 63, 271–289.
- [54] FEWS, AP; HOLDEN, NK; KEITCH, PA; HENSHAW, DL (2005): A novel high-resolution small ion spectrometer to study ion nucleation of aerosols in ambient indoor and outdoor air. – *Atmospheric Research*, 76 (1-4), 29-48.
- [55] FINLAY, W. H. (2001): *The Mechanics of Inhaled Pharmaceutical Aerosols*. – New York: Academic Press, 2001.
- [56] FINLAY, W. H. (2019): *The Mechanics of Inhaled Pharmaceutical Aerosols: An Introduction* (2nd edition). – London: Academic Press, 2019.
- [57] GAISBERGER, Martin; SANOVIC, Renata; DOBIAS, Heidemarie; KOLARŽ, Predrag; MODER, Angelika; THALHAMER, Josef; SELIMOVIC, Amina; HUTTEGGER, Isidor; RITTER, Markus; HARTL, Arnulf (2012): Effects of Ionized Waterfall Aerosol on Pediatric Allergic Asthma. – *Journal of Asthma* 49 (8): 830-838.
- [58] GATHMAN, S; TRENT, EM (1968): Space Charge over Open Ocean. – *Journal of the Atmospheric Sciences*, 25 (6): 1075-1079.
- [59] GATHMAN, SG; HOPPEL, WA (1970): Electrification Processes over Lake-Superior. – *Journal of Geophysical Research*, 75 (6), 1041-1048, 1970.

- [60] GOLSHAHI, Laleh; LONGEST, P. Worth; HOLBROOK, Landon; SNEAD, Jessica; HINDLE, Michael (2015): Production of Highly Charged Pharmaceutical Aerosols Using a New Aerosol Induction Charger. – PHARMACEUTICAL RESEARCH 32 (9), 3007-3017.
- [61] GORNY, Rafal L.; GOLOFIT-SZYMCZAK, Malgorzata; CYPROWSKI, Marcin; STOBNICKA, Agata; LAWNICZEK-WALCZYK, Anna (2018): Effect of electrical charges on potential of fibers for transport of microbial particles in dry and humid air. – Journal of Aerosol Science 116: 66-82.
- [62] GRAFETSTÄTTER, Carina; GAISBERGER, Martin; PROSSEGGER, Johanna; RITTER, Markus; KOLARŽ, Predrag; PICHLER, Christina; THALHAMER, Josef; HARTL, Arnulf (2017): Does waterfall aerosol influence mucosal immunity and chronic stress? A randomized controlled clinical trial. – Journal of Physiological Anthropology, 36.
- [63] GREAVES, Mel (2018): A causal mechanism for childhood acute lymphoblastic leukaemia. – Nature Reviews Cancer, 18: 471–484.
- [64] GREENLAND, Sander; SHEPPARD, Asher R.; KAUNE, William T.; POOLE, Charles; KELSH, Michael A. for the CHILDHOOD LEUKEMIA-EMF STUDY GROUP (2000): A Pooled Analysis of Magnetic Fields, Wire Codes, and Childhood Leukemia. – Epidemiology, 11 (6).
- [65] GU, Jianwei; KARRASCH, Stefan; SALTHAMMER, Tunga (2020): Review of the characteristics and possible health effects of particles emitted from laser printing devices. – Indoor Air, 30: 396-421.
- [66] GUNN, R. (1954): Diffusion charging of atmospheric droplets by ions, and the resulting combination coefficients. – J. Meteor. 11, 329. 1954.
- [67] HAIDER, Lina M.; SHAREEF, N. R.; DARWOYSH, H. H.; MANSOUR, H. L. (2018): Study of the effect of electromagnetic fields on indoor and outdoor radon concentrations. – IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series, 1003: 012104.
- [68] HAN, Myeong-Deok; KIM, Keun-Young; HONG, Seung-Cheol (2011): Assessment of the Charged Aerosol Value in Copy Centers. – Industrial Health, 49: 107–115.
- [69] HASHISH, AH; BAILEY, AG; WILLIAMS, TJ (1994a): Modeling the Effect of Charge on Selective Deposition of Particles in a Diseased Lung Using Aerosol Boli. – Physics in Medicine and Biology 39 (12): 2247-2262.
- [70] HASHISH, AH; BAILEY, AG; WILLIAMS, TJ (1994b): Selective Deposition of Pulsed Charged Aerosols in the Human Lung. – Journal of Aerosol Medicine-Deposition Clearance and Effects in the Lung 7 (2): 167-171.
- [71] HENDRICKSON, Riley C. (1986): Space Charge Direct Current Drift From a +/- 400-kV Transmission Line. – Bioelectromagnetics, 7: 369-379.
- [72] HENSHAW, Denis L.; ROSS, A. N.; FEWS, A. P.; PREECE, A. W. (1996): Enhanced deposition of radon daughter nuclei in the vicinity of power frequency electromagnetic fields. – International Journal of Radiation Biology, 69 (1): 25-38.
- [73] HENSHAW, Denis L.; WARD, Jonathan P.; MATTHEWS, James C. (2008): Can disturbances in the atmospheric electric field created by powerline corona ions disrupt melatonin production in the pineal gland? – Journal of Pineal Research, 45 (4): 341-350.
- [74] HEYDER, J.; GEBHART, J; ROTH, C.; STAHLHOFEN, W.; STUCK, B.; TARRONI, G.; DE ZAIACOMO, T.; FORMIGNANI, M.; MELANDRI, C.; PRODI, V. (1978): Intercomparison of Lung Deposition Data for Aerosol Particles. – Journal of Aerosol Science, 9: 147-155, 1978.
- [75] HEYDER, Joachim (2004), Deposition of Inhaled Particles in the Human Respiratory Tract and Consequences for Regional Targeting in Respiratory Drug Delivery. – Proc Am Thorac Soc, 1: 315–320.

- [76] HIRSIKKO, Anne; LAAKSO, Lauri; HÖRRAK, Urmas; AALTO, Pasi P.; KERMINEN, Veli-Matti; KULMALA, Markku (2005): Annual and size dependent variation of growth rates and ion concentrations in boreal forest. – *Boreal Environment Research*, 10: 357–369.
- [77] HIRSIKKO, Anne; PAATERO, Jussi; HATAKKA, Juha; KULMALA, Markku (2007a): The ^{222}Rn activity concentration, external radiation dose and air ion production rates in a boreal forest in Finland. – *Boreal Environment Research* 12: 265–278.
- [78] HIRSIKKO, Anne; YLI-IUUTI, Taina; NIEMINEN, Tuomo; VARTIAINEN, Eija; LAAKSO, Lauri; HUSEIN, Tareq; KULMALA, Markku (2007b): Indoor and outdoor air ions and aerosol particles in the urban atmosphere of Helsinki: characteristics, sources and formation. – *Boreal Environ. Res.*, 12: 295–310.
- [79] HIRSIKKO, A.; NIEMINEN, T.; GAGNÉ, S.; LEHTIPALO, K.; MANNINEN, H. E.; EHN, M.; HÖRRAK, U.; KERMINEN, V.-M.; LAAKSO, L.; MCMURRY, P. H.; MIRME, A.; MIRME, S.; PETÄJÄ, T.; TAMMET, H.; VAKKARI, V.; VANA, M.; KULMALA, M. (2011): Atmospheric ions and nucleation: a review of observations. – *Atmos. Chem. Phys.*, 11, 767–798.
- [80] HOFMANN, W.; KOBLINGER, L. (1990): Monte-Carlo Modeling of Aerosol Deposition in Human Lungs. 2. Deposition Fractions and Their Sensitivity to Parameter Variations. – *Journal of Aerosol Science* 21 (5): 675–688.
- [81] HÖRRAK, U.; SALM, J., TAMMET, H. (2000): Statistical characterization of air ion mobility spectra at Tahkuse Observatory: Classification of air ions. – *Journal of Geophysical Research*, 105 (D7): 9291–9302.
- [82] ICRP (1994): Human Respiratory Tract Model for Radiological Protection. International Commission on Radiological Protection (ICRP) - Publication 66. – *Ann. ICRP*, 24: 1–3.
- [83] ISO (2009): Determination of particle size distribution - Differential electrical mobility analysis for aerosol particles (Bestimmung der Korngrößenverteilung - Analyse von Aerosolpartikeln anhand der differentiellen elektrischen Mobilität). – ISO 15900:2009-05: May 2009. <https://www.beuth.de/de/norm/iso-15900/119507689>.
- [84] ISRAEL, H. (1971): Atmospheric Electricity: Volume I. – Springfield, VA: National Technical Information Service (NTIS), TT67-51394-1.
- [85] J-FATOKUN, F. O.; JAYARATNE, E. R.; MORAWSKA, L.; RACHMAN, R.; BIRTWISTLE, D.; MENGENSEN, K. (2008): Characterization of the atmospheric electrical environment near a corona ion emitting source. – *Atmos. Environ.* 42 (7): 1607–1616.
- [86] JAMES, A. C.; STAHLHOFEN, W.; RUDOLF, G.; KÖBRICH, R.; BRIANT, J. K.; EGAN, M. J.; NIXON, W.; BIRCHALL, A. (1994): Annexe D. Deposition of Inhaled Particles, Human Respiratory Tract Model for Radiological Protection. International Commission on Radiological Protection (ICRP)-Publication 66. – *Ann. ICRP* 24:(1–3), <https://journals.sagepub.com/doi/pdf/10.1177/014664539402401-316>.
- [87] JAYARATNE, E. Rohan; FATOKUN, Folasade O.; MORAWSKA, Lidia (2008): Air Ion Concentrations under Overhead High-Voltage Transmission Lines. – *Atmospheric Environment*, 42 (8): 1846–1856.
- [88] JAYARATNE, E. Rohan; LING, Xuan; MORAWSKA, Lidia (2010): Ions in motor vehicle exhaust and their dispersion near busy roads, *Atmospheric Environment* 44, 3644–3650, 2010.
- [89] JAYARATNE, E. Rohan; LING, Xuan; MORAWSKA, Lidia (2011): Corona ions from high-voltage power lines: nature of emission and dispersion. – *Journal of Electrostatics*, 69 (3): 228–235.
- [90] JAYARATNE, E. R.; LING, X.; HE, C.; MORAWSKA, L. (2012): Monitoring charged particle and ion emissions from a laser printer. – *Journal of Electrostatics* 70 (3): 333–338.

- [91] JAYARATNE, E. Rohan; LING, Xuan; MORAWSKA, Lidia (2014): Observation of ions and particles near busy roads using a neutral cluster and air ion spectrometer (NAIS). – *Atmospheric Environment* 84: 198-203.
- [92] JAYARATNE, E. Rohan; LING, Xuan; MORAWSKA, Lidia (2015a): Suppression of Cluster Ions during Rapidly Increasing Particle Number Concentration Events in the Environment. – *Aerosol and Air Quality Research* 15 (1), 28-37.
- [93] JAYARATNE, E. Rohan; LING, Xuan; MORAWSKA, Lidia (2015b): Comparison of charged nanoparticle concentrations near busy roads and overhead high-voltage power lines. – *Science of the Total Environment* 526: 14-18.
- [94] JEFFERS, David (2001): A Note on the Charging of Aerosols by Overhead Line Corona. – *Nuclear Technology Publishing*, 95 (2): 181–183.
- [95] JEFFERS, David (2007): Transmission lines, emf and population mixing. – *Radiation Protection Dosimetry*, 123 (3): 398–401.
- [96] JIANG, Hai; LU, Lin (2010): Measurement of the surface charge of ultrafine particles from laser printers and analysis of their electrostatic force. – *Atmospheric Environment*, 44 (28): 3347-3351.
- [97] JOHNSON, Gary B. (1983): Electric-Fields and Ion Currents of a +/- 400 KV HVDC Test Line. – *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, 102 (8): 2559-2568, 1983.
- [98] JOHNSON, Gary B. (1990): Degree of Corona Saturation for HVDC Transmission-Lines. – *IEEE Transactions on Power Delivery*, 5 (2): 695-707.
- [99] JONES, C. D.; HUTCHINSON, W. C. A. (1976): Plumes of electric space charge in the lower atmosphere. – *J. Atmos. Terr. Physics*, 38: 485-494.
- [100] JONES, C. D.; JENNINGS, S. G. (1977): Large Electric Fields due to Industrial Chimney Stack Plumes. – *Atmos. Environ.* 11, 1197–1207.
- [101] JONES, AD; VINCENT, JH; JOHNSTON, AM; MCMILLAN, CH (1988): Effects of Electrostatic Charge on the Pulmonary Deposition of Mineral Dust Aerosols inhaled by Rats. – *Journal of Aerosol Science*, 19 (5): 565-575.
- [102] JONES, AD (1993): Respirable Industrial Fibres - Deposition, Clearance and Dissolution in Animal Models. – *Annals of Occupational Hygiene*, 37 (2): 211-226
- [103] JUNG, Heejung; KITTELSON, David B. (2005): Measurement of electrical charge on diesel particles. – *Aerosol Science and Technology*, 39 (12): 1129-1135.
- [104] JUNG, Joon-Sig; LEE, Jae Won; KAWSHALYA, Rajitha; PARK, Duck Shin; HONG, Seung Cheol (2019): Characteristics and potential human health hazards of charged aerosols generated by high-voltage power lines. – *International Journal of Occupational Safety and Ergonomics*, 25 (1): 91-98.
- [105] KAATSCH, P.; SPIX, C.; SCHMIEDEL, S.; SCHULZE-RATH, R.; MERGENTHALER, A.; BLETTNER, M. (2007): Epidemiologische Studie zu Kinderkrebs in der Umgebung von Kernkraftwerken (KiKK-Studie) – Vorhaben 3602S04334. Ressortforschungsberichte zur kerntechnischen Sicherheit und zum Strahlenschutz. – Salzgitter: Bundesamt für Strahlenschutz. URN: urn:nbn:de:0221-20100317939. <http://doris.bfs.de/jspui/handle/urn:nbn:de:0221-20100317939>.
- [106] KAUNE, William T.; GILLIS, Murlin F.; WEIGEL, Richard J. (1983a): Technique for estimating space-charge densities in systems containing air ions. – *Journal of Applied Physics*, 54 (11): 6267-6273.
- [107] KAUNE, William T.; GILLIS, Murlin F.; WEIGEL, Richard J. (1983b): Analysis of air ions in biological exposure systems, near HVDC electric power transmission lines, in rooms containing ion generators, and near exposed humans and animals. – *Journal of Applied Physics*, 54 (11): 6274–6283.

- [108] KEESEE R. G.; CASTLEMAN, A. W. (1985): Ions and cluster ions: Experimental studies and atmospheric observations. – *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 90 (D4).
- [109] KHEIFETS, L.; AHLBOM, A.; CRESPI, C. M.; DRAPER, G.; HAGIHARA, J.; LOWENTHAL, R. M.; MEZEI, G.; OKSUZYAN, S.; SCHÜZ, J.; SWANSON, J.; TITTARELLI, A.; VINCETI, M.; WUNSCH FILHO, V. (2010): Pooled analysis of recent studies on magnetic fields and childhood leukaemia. – *British Journal of Cancer* 103 (7): 1128 – 1135.
- [110] KHEIFETS, Leeka; SWANSON, John; YUAN, Yingzhe; KUSTERS, Cynthia; VERGARA, Ximena (2017a): Comparative analyses of studies of childhood leukemia and magnetic fields, radon and gamma radiation. – *J. Radiol. Prot.*, 37: 459–491.
- [111] KHEIFETS, Leeka; CRESPI, Catherine M.; HOOPER, Chris; COCKBURN, Myles; AMOON, Aryana T.; VERGARA, Ximena P. (2017b): Residential magnetic fields exposure and childhood leukemia: a population-based case–control study in California. – *Cancer Causes Control* 28:1117–1123.
- [112] KIM, Jin-Hyeok; CHUNG, Young-Seek; KWON, Gu Min; SHIN, Koo Yong; JUNG, Hyun-Kyo (2019): Calculation of Ion Flow Fields of HVdc Transmission Lines Based on Error Minimization Using Nodal Current Density. – *IEEE Transactions on Magnetics* 55 (6).
- [113] KINLEN L, DOLL R. (2004): Population mixing and childhood leukaemia: Fallon and other US clusters. – *British Journal of Cancer*; 91: 1-3.
- [114] KNOX, E. G. (2005): Childhood cancers and atmospheric carcinogens. – *J Epidemiol Community Health*, 59: 101–105.
- [115] KNOX, E. G. (2006): Roads, railways, and childhood cancers. – *J Epidemiol Community Health*, 60: 136–141.
- [116] KOBLINGER, L.; HOFMANN, W. (1990): Monte-Carlo Modeling of Aerosol Deposition in Human Lungs. 1. Simulation of Particle-Transport in a Stochastic Lung Structure. – *Journal of Aerosol Science*, 21 (5): 661-674.
- [117] KOLARŽ, O.; GAISBERGER, M.; MADL, P.; HOFMANN, W.; RITTER, M.; HARTL, A. (2012): Characterization of ions at Alpine waterfalls. – *Atmos. Chem. Phys.*, 12: 3687–3697.
- [118] KOULLAPIS, P. G.; KASSINOS, S. C.; BIVOLAROVA, M. P.; MELIKOV, A. K. (2016): Particle deposition in a realistic geometry of the human conducting, airways: Effects of inlet velocity profile, inhalation flowrate and electrostatic charge. – *Journal of Biomechanics*, 49 (11): 2201-2212.
- [119] KREYLING, Wolfgang G.; HIRN, Stephanie; SCHLEH, Carsten (2010): Nanoparticles in the lung. – *Nature Biotechnology*, 28 (12).
- [120] KROLL, M. E.; SWANSON, J., VINCENT, T. J.; DRAPER, G. J. (2010): Childhood cancer and magnetic fields from high-voltage power lines in England and Wales: a case-control study. – *British Journal of Cancer*, 103: 1122–1127.
- [121] KROLL, ME; STILLER, CA; MURPHY, MFG; CARPENTER, LM (2011): Childhood leukaemia and socioeconomic status in England and Wales 1976–2005: evidence of higher incidence in relatively affluent communities persists over time. – *British Journal of Cancer*, 105 1783 – 1787.
- [122] KROLL, ME; CARPENTER, LM; MURPHY, MFG; STILLER, CA (2012): Effects of changes in diagnosis and registration on time trends in recorded childhood cancer incidence in Great Britain. – *British Journal of Cancer*, 107: 1159–1162.
- [123] KRUEGER, AP; REED, EJ (1976): Biological Impact of Small Air Ions. – *Science*, 193 (4259): 1209-1213.

- [124] KUNI, H. (1996): A Cluster of Childhood Leukaemia in the Vicinity of the German Research Reactor Jülich. – SCHMITZ-FEUERHAKE, I.; SCHMIDT, M. (Ed.): Radiation Exposures by Nuclear Facilities, Evidence of the Impact on Health, Proceedings International Workshop, University of Portsmouth, GB, 1996, <http://kuni.org/h/all-doc/juele.pdf>.
- [125] KWOK, P. C. L.; GLOVER, W.; CHAN, H. K. (2005): Electrostatic Charge Characteristics of Aerosols Produced from Metered Dose Inhalers. – *Journal of Pharmaceutical Sciences*, 94: 2789–2799.
- [126] KWOK, Philip Chi Lip; CHAN, Hak-Kim (2009): Electrostatics of pharmaceutical inhalation aerosols, *Journal of Pharmacy and Pharmacology* 61 (12), 1587-1599.
- [127] LAAKSO, L.; HIRSIKKO, A.; GROENHOLM, T.; KULMALA, M.; LUTS, A.; PARTS, T.-E. (2007): Waterfalls as sources of small charged aerosol particles, *Atmospheric Chemistry and Physics* 7 (9): 2271-2275.
- [128] LEE, Hong-Ku; AHN, Kang-Ho (2017): Charging Effect on the 80-200 nm Size Atmospheric Aerosols during a Lightning Event. – *Aerosol and Air Quality Research* 17 (10): 2624-2630.
- [129] LEINO, Katri; NIEMINEN, Tuomo; MANNINEN, Hanna E.; PETÄJÄ, Tuukka; KERMINEN, Veli-Matti; KULMALA, Markku (2016): Intermediate ions as a strong indicator of new particle formation bursts in a boreal forest. – *Boreal Environment Research* 21 (3-4): 274-286.
- [130] LENARD, Philipp (1892): Über die Elektrizität der Wasserfälle. – *Ann. Phys.*, 46, 584–636.
- [131] LEONG, Fong Yew; SMITH, Kenneth A.; WANG, Chi-Hwa; MATSUSAKA, Shuji; HUA, Jinsong (2009): Electrostatic Effects on Inertial Particle Transport in Bifurcated Tubes. – *Aiche Journal* 55 (6): 1390-1401-
- [132] LI, Xuebao; CUI, Xiang; ZHEN, Yongzan; LU, Tiebing; LUO, Zhaonan; FANG, Chao; ZHOU, Xiangxian (2012): The Ionized Fields and the Ion Current on a Human Model Under +/- 800-kV HVDC Transmission Lines. – *IEEE Transactions on Power Delivery*, 27 (4): 2141-2149.
- [133] LI, Yanpeng; GUO, Xiao; WANG, Tinglu; ZHAO, Yue; ZHANG, Haifeng; WANG, Wenke (2015): Characteristics of Atmospheric Small Ions and Their Application to Assessment of Air Quality in a Typical Semi-Arid City of Northwest China. – *Aerosol and Air Quality Research* 15 (3): 865-874.
- [134] LI, Zhenyu; ZHAO, Xuezen (2019): Calculation of Ion Flow Field of Monopolar Transmission Line in Corona Cage Including the Effect of Wind. – *Energies* 12 (20).
- [135] LIHAVAINEN, Heikki; KOMPPULA, Mika; KERMINEN, Veli-Matti; JAERVINEN, Heikki; VIISANEN, Yrjö; LEHTINEN, Kari; VANA, Marko; KULMALA, Markku (2007): Size distributions of atmospheric ions inside clouds and in cloud-free air at a remote continental site. – *Boreal Environment Research* 2007 12 (3): 337-344.
- [136] LINET, Martha S.; BROWN, Linda M.; MBULITEYE, Sam M.; CHECK, David; OSTROUMOVA, Evgenia; LANDGREN, Annelie; DEVESA, Susan S. (2016): International long-term trends and recent patterns in the Incidence of leukemias and lymphomas among children and adolescents ages 0–19 years. – *Int. J. Cancer*, 138: 1862–1874. <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1002/ijc.29924>.
- [137] LING, Xuan; JAYARATNE, Rohan; MORAWSKA, Lidia (2010): Air ion concentrations in various urban outdoor environments. – *Atmospheric Environment*, 44 (18): 2186-2193.
- [138] LING, Xuan; JAYARATNE, Rohan; MORAWSKA, Lidia (2013): The relationship between airborne small ions and particles in urban environments. – *Atmospheric Environment*, 79: 1-6.
- [139] LLS (2019): Childhood Blood Cancer Facts and Statistics. – Leukemia & Lymphoma Society (LLS), 2019. <https://www.lls.org/facts-and-statistics/overview/childhood-blood-cancer-facts-and-statistics>.

- [140] LOPES, Francisco; GONCALVES SILVA, Hugo; SALGADO, Rui; POTES, Miguel; NICOLL, Keri A.; HARRISON, R. Giles (2016): Atmospheric electrical field measurements near a fresh water reservoir and the formation of the lake breeze. – *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*, 68 (1).
- [141] LU, Tiebing; FENG, Han; CUI, Xiang; ZHAO, Zhinbin; LI Lin (2010): Analysis of the Ionized Field under HVDC Transmission Lines in the Presence of Wind based on Upstream Finite Element Method. – *IEEE Transactions on Magnetics*, 46 (8), 2939-2942.
- [142] LUTS, Aare; PARTS, Tiia-Ene; LAAKSO, Lauri; HIRSIKKO, Anne, GRÖNHOLM, Tiia, KULMALA, Markku (2009): Some air electricity phenomena caused by waterfalls: Correlative study of the spectra. – *Atmospheric Research*, 91: 229–237.
- [143] MA, H.; JUNG, H.; KITTELSON, D.B. (2008): Investigation of diesel nanoparticle nucleation mechanisms. – *Aerosol Science and Technology*, 42: 335-342.
- [144] MAIELLO, Mark L.; HARLEY, Naomi H. (1989): Determining the Charged Fractions of Po-218 and Pb-214 Using an Environmental Gamma-Ray and Rn Detector. – *Health Physics*, 57 (1), 51-59.
- [145] MAJID, Hussain; MADL, Pierre; HOFMANN, Werner; ALAM, Khan (2012): Implementation of Charged Particles Deposition in Stochastic Lung Model and Calculation of Enhanced Deposition. – *Aerosol Science and Technology*, 46 (5): 547-554.
- [146] MAJID, Hussain; WINKER-HEIL, Renate; MADL, Pierre; HOFMANN, Werner; ALAM, Khan (2016): Effect of Oral Pathway on Charged Particles Deposition in Human Bronchial Airways. – *Journal of Aerosol Medicine and Pulmonary Drug Delivery*, 29 (1), 24-29.
- [147] MARICQ, M.M. (2004): Size and charge of soot particles in rich premixed ethylene flames. – *Combustion and Flame*, 137: 340-350.
- [148] MARUVADA, P. Sarma; TRING, N.G.; DALLAIRE, R. D.; RIVEST, N. (1981a): Corona Studies for Bipolar HVDC Transmission at Voltages between +/- 600-kV AND +/- 1200-kV. 1. Long-Term Bipolar Line Studies. – *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, 100 (3), 1453-1461.
- [149] MARUVADA, P. Sarma; DALLAIRE, R. D.; HEROUX, P.; RIVEST, N. (1981b): Corona Studies for Bipolar HVDC Transmission at Voltages between +/- 600-KV AND +/- 1200-KV. 2. Special Bipolar Line, Bipolar Cage and Bus Studies. – *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, 100 (3): 1462-1471.
- [150] MARUVADA, P. Sarma; DALLAIRE, R. D.; NORRISELYE, O. C.; THIO C. V.; GOODMAN, J. S. (1982): Environmental Effects of the Nelson River HVDC Transmission-Lines - RI, AN, Electric-Field, Induced Voltage, and Ion Current Distribution Tests. – *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, 101 (4): 951-959.
- [151] MARUVADA, P. Sarma (2012): Electric Field and Ion Current Environment of HVdc Transmission Lines: Comparison of Calculations and Measurements. – *IEEE Transactions on Power Delivery*, 27 (1): 401-410.
- [152] MARUVADA, P. Sarma (2014): Influence of Wind on the Electric Field and Ion Current Environment of HVDC Transmission Lines. – *IEEE Transactions on Power Delivery*, 29 (6): 2561-2569.
- [153] MASLANYJ, M. P.; MEE T. J.; RENEW D. C.; SIMPSON, J., ANSELL, P; ALLEN, S. G.; ROMAN, E. (2007): Investigation of the sources of residential power frequency magnetic field exposure in the UK childhood cancer study. – *J. Radiol. Prot.*, 27: 41–58.
- [154] MASLANYJ, Myron; SIMPSON, Jill; ROMAN, Eve; SCHÜZ, Joachim (2009): Power Frequency Magnetic Fields and Risk of Childhood Leukaemia: Misclassification of Exposure from the Use of the 'Distance from Power Line' Exposure Surrogate. – *Bioelectromagnetics*, 30:183-188.

- [155] MATHER, T. A.; HARRISON, R. G. (2006): Electrification of volcanic plumes. – *Surveys in Geophysics* 27 (4): 387-432.
- [156] MATTHEWS, J. C.; WRIGHT, M. D.; BIDDISCOMBE, M. F.; UNDERWOOD, R.; USMANI, O. S.; SHALLCROSS, D. E.; HENSHAW, D. L. (2015): Re-creation of aerosol charge state found near HV power lines using a high voltage corona charger. – *Electrostatics 2015 IOP Publishing, Journal of Physics: Conference Series*, 646.
- [157] MELANDRI, C.; TARRONI, G.; PRODI, V.; DE ZAIACOMO, T.; FORMIGNANI, M.; LOMBARDI, C. C. (1983): Deposition of charged particles in the human airways. – *J. Aerosol Sci.*, 14 (5): 657-569.
- [158] MICHAELIS, J.; SCHÜZ, J.; MEINERT, R.; ZEMANN, E.; GRIGAT, J.-P.; KAATSCH, P.; KALETSCH, U.; MIESNER, A.; BRINKMAN, K.; KALKNER, W.; KÄRNER, H. (1998): Combined risk estimates for two German population-based case-control studies on residential magnetic fields and childhood acute leukemia. – *Epidemiology*, 9: 92–94.
- [159] MORAWSKA, L.; HOFMANN, W.; HITCHINS-LOVEDAY, W.; SWANSON, J. C.; MENERSEN, K. (2005): Experimental study of the deposition of combustion aerosols in the human respiratory tract. – *Journal of Aerosol Science* 36: 939-957.
- [160] NRPB (2004): Particle Deposition in the Vicinity of Power Lines and Possible Effects on Health, Report of an independent Advisory Group on Non-ionising Radiation and its Ad Hoc Group on Corona Ions. – Documents of the NRPB 15 (1),
<https://webarchive.nationalarchives.gov.uk/20140714111411/http://www.hpa.org.uk/Publications/Radiation/NPRBArchive/DocumentsOfTheNRPB/Absd1501/>
- [161] OATWAY, W.B.; JONES, A. L.; HOLMES, S.; WATSON, S.; CABIANCA, T. (2016): Ionising Radiation Exposure of the UK Population: 2010 Review. – Public Health England Centre for Radiation, Chemical and Environmental Hazards (PHE CRCE) report series, PHE-CRCE-026,
<https://www.gov.uk/government/collections/radiation-phe-crce-report-series>.
- [162] ÖBERG, Tomas; PELTOLA, Pasi, (2009): Increased deposition of polychlorinated biphenyls (PCBs) under an AC high-voltage power line. – *Atmospheric Environment*, 43: 6168–6174.
- [163] PEDERSEN, Camilla; RAASCHOU-NIELSEN, Ole; ROD, Naja H.; FREI, P.; POULSEN, A. H.; JOHANSEN, Christoffer; SCHÜZ, Joachim (2014a): Distance from residence to powerline and risk for childhood leukaemia: a population-based case-control study in Denmark. – *Cancer Causes Control*, 25: 171–177.
- [164] PEDERSEN, Camilla; BRÄUNER, Elvira V.; ROD, Naja H.; ALBIERI, Vanna; ANDERSEN, Claus E.; ULBAK, Kaare; HERTEL, Ole; JOHANSEN, Christoffer; SCHÜZ, Joachim; RAASCHOU-NIELSEN, Ole (2014b): Distance to High-Voltage Power Lines and Risk of Childhood Leukemia – an Analysis of Confounding by and Interaction with Other Potential Risk Factors. – *PLOS ONE*, 9 (9): e107096.
- [165] PEEK, Frank William (1911): The Law of Corona and the Dielectric Strength of Air. – *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, XXX (3), 1889-1965.
- [166] PEEK, Frank William (1929): Dielectric phenomena in high-voltage engineering. – New York [etc.]: McGraw-Hill Book Company, inc.
<https://archive.org/details/dielectricpheno00peekgoog/page/n64/mode/2up>.
- [167] PIRELA, Sandra Vanessa; MARTIN, John; BELLO, Dhimiter; DEMOKRITOU, Philip (2017): Nanoparticle exposures from nano-enabled toner-based printing equipment and human health: state of science and future research needs. – *Critical Reviews in Toxicology* 47 (8): 678-704.
- [168] PRODI, V.; MULARONI, A. (1985): Electrostatic Lung Deposition Experiments with Humans and Animals. – *The Annals of Occupational Hygiene*, 29 (2): 229–240.

- [169] QIAO, Ji; ZOU, Jun; YUAN, Jiansheng; LEE, Jaebok; JU, Mun-No (2016): Calculation of Ion-Flow Field of HVdc Transmission Lines in the Presence of Wind Using Finite Element-Finite Difference Combined Method with Domain Decomposition. – IEEE Transactions on Magnetics, 52 (3).
- [170] QIAO, Ji; ZOU, Jun; YUAN, Jiansheng; LEE, Jaebok; JU, Mun-No (2017): Method of local characteristics for calculating electric field and ion current of HVDC transmission lines with transverse wind. – IET Generation Transmission & Distribution, 11 (4): 1055-1062.
- [171] QIAO, Ji; ZOU, Jun; ZHANG, Jiangong; LU, Yao; LEE, Jaebok; JU, Mun-No (2018), Ion-flow field calculation of HVDC overhead lines using a high-order stabilisation technique based on Petrov-Galerkin method. – IET Generation Transmission & Distribution 12 (5): 1183-1189.
- [172] RAHMAN, Hairul Izwan Abdul; SHAH, Shamsul Azhar; ALIAS, Hamidah; IBRAHIM, Hishamshah Mohd (2008): A Case-Control Study on the Association Between Environmental factors and the Occurrence of Acute Leukemia Among Children in Klang Valley, Malaysia. – Asian Pacific Journal of Cancer Prevention, 9, 2008.
- [173] REDMAYNE, Mary (2018): A proposed explanation for thunderstorm asthma and leukemia risk near high-voltage power lines: a supported hypothesis. – Electromagnetic Biology and Medicine, 37 (2): 57-65.
- [174] REITER, R. (1994): Charges on particles of different size from bubbles of Mediterranean Sea surf and from waterfalls. – J. Geophys. Res., 99 (D5): 10807–10812.
- [175] RETALIS, A.; NASTOS, P.; RETALIS, D. (2009): Study of small ions concentration in the air above Athens, Greece. – Atmospheric Research 91 (2-4): 219-228.
- [176] SARMA, MP; JANISCHEWSKYJ, W. (1969a): Analysis of Corona Losses on DC Transmission Lines. I: Unipolar Lines. – IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, 5 (PA88): 718-731.
- [177] SARMA, MP; JANISCHEWSKYJ, W. (1969b): Analysis of Corona Losses on DC Transmission Lines Part 2 - Bipolar Lines. – IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, 5 (PA88): 1476-1491.
- [178] SCHERER, Christian; MAYER, F. (2010): Untersuchungen zum Einfluss von Wandbeschichtungen auf Ionenzahl und Verhalten von Partikeln in Raumluft. – Fraunhofer-Institut für Bauphysik IBP: Prüfbericht BBHB 025/2010/281, http://www.innenraumanalytik.at/pdfs/fraunhofer_ionen.pdf.
- [179] SCHEUCH, G.; GEBHART, J.; ROTH, C. (1990): Uptake of electrical charges in the human respiratory tract during exposure to air loaded with negative ions. – Journal of Aerosol Science, 21 (S1): S439-S442.
- [180] SCHMIEDEL, S.; BLETNER, M. (2010): The association between extremely low-frequency electromagnetic fields and childhood leukaemia in epidemiology: enough is enough? – British Journal of Cancer, 103: 931–932.
- [181] SCHÜZ, J.; GRIGAT, JP.; BRINKMANN, K.; MICHAELIS, J. (2001), Residential magnetic fields as a risk factor for childhood acute leukaemia: results from a German population-based case-control study. – Int J Cancer 91 (5): 728–735.
- [182] SCIENCEDAILY (2018): Science News: Scientist reveals likely cause of childhood leukemia. Landmark paper sets out 'unified theory' for cause of childhood leukemia -- and finds it is likely to be preventable. – ScienceDaily, May 21, 2018. <https://www.sciencedaily.com/releases/2018/05/180521131746.htm>.
- [183] SERMAGE-FAURE C.; DEMOURY, C.; RUDANT, J; GOUJON-BELLEC, S.; GUYOT-GOUBIN, A.; DESCHAMPS, F.; HEMON, D.; CLAVEL, J. (2013): Childhood leukaemia close to high-voltage power lines—the Geocap study, 2002-2007. – Br J Cancer, 108 (9): 1899–1906.
- [184] SHEN, Chuanyang; ZHAO, Gang; ZHAO, Chunsheng (2021): Effects of multi-charge on aerosol hygroscopicity measurement by a HTDMA. – Atmospheric Measurement Techniques, 14, 1293-1301.

- [185] STABILE, L.; JAYARATNE, E.R.; BUONANNO, G.; MORAWSKA, L. (2014): Charged particles and cluster ions produced during cooking activities. – *Science of the Total Environment* 497–498, 516–526, 2014.
- [186] SUDA, T; HIRAYAMA, Y.; SUNAGA, Y. (1988): Aging Effects of Conductor Surface Conditions on DC Corona Characteristics. – *IEEE Transactions on Power Delivery*, 3 (4): 1903-1912.
- [187] SUDA, T; SUNAGA Y. (1990a): Small Ion Mobility Characteristics under the Shiobara HVDC Test Line. – *IEEE Transactions on Power Delivery*, 5 (1), 247-253.
- [188] SUDA, T; SUNAGA Y. (1990b): An Experimental-Study of Large Ion Density under the Shiobara HVDC Test Line. – *IEEE Transactions on Power Delivery*, 5 (3): 1426-1435.
- [189] SUDA, T; SUNAGA Y. (1995): Calculation of Large Ion Densities Under HVDC Transmission-Lines by The Finite-Difference Method. – *IEEE Transactions on Power Delivery*, 10 (4): 1896-1905.
- [190] SWANSON, John; JEFFERS, David (1999): Possible mechanisms by which electric fields from power lines might affect airborne particles harmful to health. – *J. Radiol. Prot.*, 19 (3): 3 213–229.
- [191] SWANSON, J; JEFFERS, DE (2000): Comment on the papers: Increased exposure to pollutant aerosols under high voltage power lines; and Corona ions from powerlines and increased exposure to pollutant aerosols. – *International Journal of Radiation Biology*, 76 (12): 1685-1688.
- [192] SWANSON, John; KHEIFETS, Leeka (2006): Biophysical Mechanisms: A Component in the Weight of Evidence for Health Effects of Power-Frequency Electric and Magnetic Fields. – *Radiation Research*, 165: 470–478.
- [193] SWANSON, J. (2013): Residential mobility of populations near UK power lines and implications for childhood leukaemia. – *J. Radiol. Prot.*, 33: N9–14.
- [194] SWANSON, J.; BUNCH, K. J.; VINCENT, T. J.; MURPHY, M. F. G. (2014): Childhood cancer and exposure to corona ions from power lines: an epidemiological test. – *J. Radiol. Prot.* 34: 873–889.
- [195] SWANSON, J.; BUNCH, K. J. (2018): Reanalysis of risks of childhood leukaemia with distance from overhead power lines in the UK. – *J. Radiol. Prot.*, 38: N30.
- [196] SWANSON, J.; KHEIFETS, L.; VERGARA, X. (2019): Changes over time in the reported risk for childhood leukaemia and magnetic fields. – *J. Radiol. Prot.*, 39: 470–488.
- [197] TAKUMA, T; IKEDA, T.; KAWAMOTO, T. (1981): Calculation of Ion Flow-Fields of HVDC Transmission-Lines by the Finite-Element Method. – *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, 100 (12): 4802-4810.
- [198] TAKUMA, T; KAWAMOTO, T. (1987): A Very Stable Calculation Method for Ion Flow Field of HVDC Transmission-Lines. – *IEEE Transactions on Power Delivery*, 2 (1): 189-198.
- [199] TAMMET, H. (1995): Size and mobility of nanometer particles, clusters and ions. – *J. Aerosol Sci.*, 26: 459–475.
- [200] TAMMET, H.; KIMMEL, V. (1998): Electrostatic deposition of radon daughter clusters on trees. – *Journal of Aerosol Science*, 29: S473–S474.
- [201] TAMMET, H.; HÖRRAK, U.; LAAKSO, L.; KULMALA, M. (2006): Factors of air ion balance in a coniferous forest according to measurements in Hyytiälä, Finland. – *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6: 3377-3390.
- [202] TAMMET, H.; HÖRRAK, U.; KULMALA, M. (2009): Negatively charged nanoparticles produced by splashing of water. – *Atmospheric Chemistry and Physics* 9 (2): 357-367.

- [203] TARRONI, G.; MELANDRI, C.; PRODI, V.; DEZAIACOMO, T.; FORMIGNANI, M.; BASSI, T. (1980): An Indication on the Biological Variability of Aerosol Total Deposition in Humans. – American Industrial Hygiene Association Journal, 41 (11): 826-831.
- [204] THIEN, Francis, et al. (2018): The Melbourne epidemic thunderstorm asthma event 2016: an investigation of environmental triggers, effect on health services, and patient risk factors. – Lancet Planet Health, 2: e255–63.
- [205] TIAN, Yi; HUANG, Xinbo; TIAN, Wenchao (2016): Hybrid Method for Calculation of Ion-Flow Fields of HVDC Transmission Lines. – IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation 23 (5): 2830-2839.
- [206] TIITTA, P.; MIETTINEN, P.; VAATTOVAARA, P.; LAAKSONEN, A.; JOUTSENSAARI, J.; HIRSIKKO, A.; AALTO, P.; KULMALA, M. (2007): Road-side measurements of aerosol and ion number size distributions: a comparison with remote site measurements. – Boreal Env. Res. 12: 311–321, 2007.
- [207] UKCCS (1999):UK Childhood Cancer Study Investigators Exposure to power frequency magnetic fields and the risk of childhood cancer: a case/control study. – Lancet 354: 1925–1931.
- [208] VANA, M.; TAMM, E.; HÖRRAK, U.; MIRME, A.; TAMMET, H.; LAAKSO, L.; AALTO, P. P.; KULMALA, M. (2006): Charging state of atmospheric nanoparticles during the nucleation burst events. – Atmospheric Research 82 (3-4): 536-546.
- [209] VARTIAINEN, Eija; KULMALA, Markku; EHN, Mikael; HIRSIKKO, Anne; JUNNINEN, Heikki; PETÄJÄ, Tuukka; SOGACHEVA, Larisa; KUOKKA, Sanna; HILLAMO, Risto; SKOROKHOD, Andrey; BELIKOV, Igor; ELANSKY, Nikolai; KERMINEN, Veli-Matti (2007): Ion and particle number concentrations and size distributions along the Trans-Siberian railroad. – Boreal Environment Research 12 (3), 375-396, 2007.
- [210] VICTORIA (2017): The November 2016 Victorian epidemic thunderstorm asthma event: an assessment of the health impacts. The Chief Health Officer’s Report, 27 April 2017. – State of Victoria, Department of Health and Human Services, ISBN 978-0-7311-7196-5, <https://www2.health.vic.gov.au/emergencies/thunderstorm-asthma-event>.
- [211] VIRKKULA, Aki; HIRSIKKO, Anne; VANA, Marko; AALTO, Pasi P.; HILLAMO, Risto; KULMALA, Markku (2007): Charged particle size distributions and analysis of particle formation events at the Finnish Antarctic research station Aboa. – Boreal Environment Research 12: 397–408.
- [212] VU, Tuan V.; ZAULI-SAJANI, Stefano; POLUZZI, Vanes; HARRISON, Roy M. (2018): Factors controlling the lung dose of road traffic-generated sub-micrometre aerosols from outdoor to indoor environments. – Air Quality, Atmosphere & Health 11: 615–625.
- [213] WALLNER, Peter; KUNDI, Michael; PANNY, Michael; TAPPLER, Peter; HUTTER, Hans-Peter (2015): Exposure to Air Ions in Indoor Environments: Experimental Study with Healthy Adults, International Journal of Environmental Research and Public Health 12 (11), 14301-14311, 2015.
- [214] WANG, Huijuan (2018): Calculation of Ion Flow Field in HVDC Transmission Lines under the Influence of Haze. – 2018 International Conference of Green Buildings and Environmental Management (GBEM 2018), 186.
- [215] WANG, Yifan; WANG, Yanyu; DUAN, Junyan; CHENG, Tiantao; ZHU, Hailin; XIE, Xin; LIU, Yuehui; LING, Yan; LI, Xiang; WANG, Hongli; LI, Mei; ZHANG, Renjian (2018): Temporal Variation of Atmospheric Static Electric Field and Air Ions and their Relationships to Pollution in Shanghai. – Aerosol and Air Quality Research, 18 (7),: 1631-1641.
- [216] WANG, Donglai; LU, Tiebing; HAO, Liming; ZHANG, Qian; CHEN, Bo; LI, Xuebao (2019): Calculation of Ion-Flow Field Near the Crossing of HVdc Transmission Lines Using Equivalent Corona Conductors. – IEEE Transactions on Magnetics, 55 (8).

- [217] WERTHEIMER, N.; LEEPER, E. (1979): Electrical Wiring Configurations And Childhood-Cancer. – American Journal Of Epidemiology, 109 (3).
- [218] WHO EUROPE (2009): Incidence of childhood leukaemia, an ENHIS fact sheet. World Health Organization Europe, December 2009.
http://www.euro.who.int/__data/assets/pdf_file/0005/97016/4.1.-Incidence-of-childhood-leukaemia-EDITED_layouted.pdf.
- [219] WIEDENSOHLER, A. (1988): An approximation of the bipolar charge distribution for particles in the submicron size range. – J. Aerosol Sci., 19: 387–389-
- [220] WRIGHT, Matthew D.; HOLDEN, Nicola K.; SHALLCROSS, Dudley E.; HENSHAW, Denis L. (2014a), Indoor and outdoor atmospheric ion mobility spectra, diurnal variation, and relationship with meteorological parameters. – Journal of Geophysical Research-Atmospheres 119 (6): 3251-3267.
- [221] WRIGHT, Matthew D.; BUCKLEY, Alison J.; MATTHEWS, James C.; SHALLCROSS, Dudley E.; HENSHAW, Denis L. (2014b): Air ion mobility spectra and concentrations upwind and downwind of overhead AC high voltage power lines. – Atmospheric Environment, 95: 296-304.
- [222] WU, Jing; GAO, Sheng; LIU, Yuxiao (2015): Calculation on the Ion Flow Field under HVDC Transmission Lines Considering Wind Effects. – Journal of Electrical Engineering & Technology, 10 (5): 2077-2082.
- [223] XIAO, Fengnyu; ZHANG, Bo; MO, Jianghua; HE, Jinliang (2018): Calculation of Ion Flow Field at the Crossing of HVDC Transmission Lines by Method of Characteristics. – IEEE Transactions on Power Delivery, 33 (4): 1611-1619.
- [224] XIAO, Fengnyu; ZHANG, Bo; LIU, Zhuoran (2020): Calculation of Ion Flow Field Around Metal Building in the Vicinity of Bipolar HVDC Transmission Lines by Method of Characteristics. – IEEE Transactions on Power Delivery, 35 (2): 684-690.
- [225] YA, Mou; YU, Zhanqing; LI, Min; WANG, Xiaorui; YANG, Xi; LI, Guohua (2019): Ion flow characteristic under UHVDC transmission line at high altitude. – Journal of Engineering, 16: 1185-1188.
- [226] YI, Yong; ZHANG, Chuyan; CHEN, Zhengying; WANG, Liming (2016): Influence of aerosols on the ion-flow field under high-voltage direct current transmission lines. – IET Generation, Transmission & Distribution, 10 (6): 1479-1485.
- [227] YI, Yong; CHEN, Zhengying; TANG, Wenxi; WANG, Liming (2018): Predictive calculation of ion current environment of dc transmission line based on ionised flow model of embedded short-term wind speed. – IET Generation Transmission & Distribution, 12 (16), 3837-3843.
- [228] YU, C. P. (1977): Precipitation of unipolarly charged particles in cylindrical and spherical vessels. – Journal of Aerosol Science, 8, 237-241.
- [229] YU, C. P.; CHANDRA, K. (1977): Precipitation of Submicron Charged-Particles in Human Lung Airways. – Bulletin of Mathematical Biology, 39 (4): 471-478.
- [230] YU, C. P. (1985): Theories of Electrostatic Lung Deposition of Inhaled Aerosols. – Annals of Occupational Hygiene, 29 (2): 219-227.
- [231] YU, F.Q.; LANNI, T., FRANK, B.P. (2004): Measurements of ion concentration in gasoline and diesel engine exhaust. – Atmospheric Environment, 38: 1417-1423.
- [232] YU, Zhanqing; WANG, Xiaorui; ZENG, Rong; LIU, Lei; LI, Min (2019): Long-term statistics of corona loss of HVDC transmission line, The Journal of Engineering 2019 (16), 3169-3174, 2019.

- [233] ZHANG, Bo; HE, Jinliang; ZENG, Rong; GU, Shanqiang; CAO, Lin (2007): Calculation of ion flow field under HVdc bipolar transmission lines by integral equation method. – IEEE Transactions on Magnetics, 43 (4): 1237-1240.
- [234] ZHANG, Bo; LI, Wei; HE, Jinliang; ZENG, Rong (2013): Study on the field effects under reduced-scale DC/AC hybrid transmission lines. – IET Generation Transmission & Distribution, 7 (7): 717-723.
- [235] ZHANG, Bo; MO, Jianghua; YIN, Han; HE, Jinliang (2015): Calculation of Ion Flow Field Around HVdc Bipolar Transmission Lines by Method of Characteristics. – IEEE Transactions on Magnetics, 51 (3).
- [236] ZHANG, Dongdong; ZHANG, Zhijin; JIANG, Xingliang; SHU, Lichun; WU, Bin (2018): Simulation Study on the Effects of DC Electric Field on Insulator Surface Pollution Deposit. – Energies, 11.
- [237] ZHEN, Yongzan; CUI, Xiang; LU, Tiebing; ZHOU, Xiangxian; LUO, Zhaonan (2012): High Efficiency FEM Calculation of the Ionized Field Under HVDC Transmission Lines. – IEEE Transactions on Magnetics, 48 (2): 743-746.
- [238] ZHEN, Yongzan, CUI, Xiang; LU, Tiebing; WANG, Xiaobo; WANG, Donglai; LIU, Yang; MA, Wenzuo; XIANG, Yu (2015): A Laboratory Study on the Ion-Flow Field Model of the DC Wires in Stable Wind. – IEEE TRANSACTIONS ON POWER DELIVERY, 30 (5): 2346-2352.
- [239] ZHOU, Xiangxian; CUI, Xiang; LU, Tiebing; ZHEN, Yongzan; LUO, Zhaonan (2012a): A Time-Efficient Method for the Simulation of Ion Flow Field of the AC-DC Hybrid Transmission Lines. – IEEE Transactions on Magnetics, 48 (2): 731-734.
- [240] ZHOU, Xiangxian; LU, Tiebing; CUI, Xiang; ZHEN, Yongzan; LIU, Gang (2012b): Simulation of Ion-Flow Field Using Fully Coupled Upwind Finite-Element Method. – IEEE Transactions on Power Delivery, 27 (3): 1574-1582.
- [241] ZHOU, Xiangxian; LU, Tiebing; CUI, Xiang; LIU, Yang; LI, Xuebao (2012c): Simulation of Ion-Flow Field at the Crossing of HVDC and HVAC Transmission Lines. – IEEE Transactions on Power Delivery, 27 (4), 2382-2389.
- [242] ZHOU, Hongwei; MA, Ling; SUN, Liping; ZHOU, Hongji; LIU, Desheng; CAI, Liping (2018): Impact Moderation of Power Transmission Lines on the Environment by the Shielding of Trees. – Bioresources, 13 (4): 8239-8250.
- [243] ZHU, Ting; WANG, Shuhong; GUO, Ze; WANG, Song; ZHANG, Naming (2019): Study on the Corona Discharge Ionized Field of UHVdc Based on Particle-in-Cell Iterative Method. – IEEE Transactions on Magnetics, 55 (6).
- [244] ZILCH, Lloyd W.; MAZE, Joshua T.; SMITH, John W.; EWING, George E., JARROLD, Martin F. (2008): Charge Separation in the Aerodynamic Breakup of Micrometer-Sized Water Droplets. – Journal of Physical Chemistry, A 112 (51): 13352-13363.

Abkürzungsverzeichnis

- a und a' : siehe K .
- A : Querschnittsfläche einer Ionenwolke (quer zur Bewegungsrichtung) in einem bestimmten Abstand von der Ionenquelle. Ein Segment der Ionenwolke mit arbiträrer Einheitslänge dx (in Bewegungsrichtung der Ionenwolke) hat somit das Volumen $A dx$. Die typische Einheit von A ist m^2 (und dx hätte die Einheit m). Bei linearen Ionenquellen, wie einer langen elektrischen Leitung, kann für A auch die vertikale Ausdehnung der Ionenwolke in einem bestimmten Abstand von der Ionenquelle eingesetzt werden, die Einheit wäre nun m (und dx ist nun eine arbiträre horizontale Einheitsfläche, Einheit m^2).
- A' : wie A , Wert zu einem beliebigen Zeitpunkt t' (A ist der Wert zum Endpunkt t der Integration).
- A_0 : Querschnitt A der Ionenwolke an der Ionenquelle.
- Al : Alveolär-Interstitielle Region; Atemtrakts von den respiratorischen Bronchiolen bis zu den Lungenbläschen (Generationen 16-26).
- b und b' : siehe K .
- B : mechanische Mobilität, Einheit s/kg . Proportionalitätsfaktor zwischen einer einwirkenden Kraft und der resultierenden Geschwindigkeit.
- BB_1 : Bronchialregion; Luftröhre und Bronchien (Generationen 0-8). Im ICRP-Modell als BB bezeichnet.
- bb_2 : Bronchioläre Region; Bronchiolen (Generationen 9-15) mit einem Durchmesser kleiner als 2 mm. im ICRP-Modell als bb bezeichnet.
- $C(d)$: Cunningham-Korrektur; dimensionslose Größe, welche vom Partikeldurchmesser d abhängt, siehe Gleichung (8.2-10). Für Durchmesser größer als $1\ \mu m$ liegt sie in der Luft unter Normaldruck sehr nahe bei 1, zu kleineren Durchmessern hin steigt sie jedoch an; bei einem Durchmesser von 100 nm beträgt sie 3, bei 10 nm 23 und bei 1 nm 227.
- CPC : Kondensations-Partikelzähler (*condensation particle counter*, CPC). Im Abschnitt 5.7 steht CPC für den Datensatz, bei welchem im Depositionsexperiment mit einfach geladenen Partikeln gearbeitet wurde und die Messung mittels CPC erfolgte.
- $CPC\ DEI$: Im Abschnitt 5.7 steht $CPC\ DEI$ für den Datensatz, bei welchem die ursprünglich einfach geladenen Partikel an einem radioaktiven Element (De-Ionisator, DEI) „neutralisiert“ wurden; sie sollten sich danach im Ladungsgleichgewicht befinden haben und wurden in diesem Zustand im Depositionsexperiment eingesetzt. Die Messung erfolgte mittels CPC erfolgte.
- d : Ionen- oder Partikel-Durchmesser, typische Einheit nm oder, bei großen Partikeln, μm .
- d_{ae} : aerodynamischer Durchmesser; Durchmesser, welchen ein sphärisches Partikel der Dichte von $1\ g/cm^3$ (Wasser) hätte, das sich unter Einfluss der Gravitation mit derselben Sinkgeschwindigkeit bewegt wie das gegebene Partikel. Für größere Partikel hängt die Depositionswahrscheinlichkeit in Lunge und Atemtrakt primär von d_{ae} ab.
- d_e : volumenäquivalenter Kugeldurchmesser (*equivalent volume diameter*); Durchmesser, welchen ein sphärisches Partikel mit demselben Volumen wie das gegebene Partikel hätte (dies entspricht der landläufigen Definition eines Partikeldurchmessers).
- $dn/d\log D$: Darstellungsform für Partikel-Größenverteilungen: gemessen wurde die Konzentration aller Partikel oder Ionen in einem Durchmesser-Intervall $d_1:d_2$, dieser Wert wurde durch $\log D = \log(d_1) - \log(d_2)$ dividiert. Die Größe $dn/d\log D$ ist damit unabhängig von der genauen Intervallbreite (vorausgesetzt, die Intervallbreite wurde hinreichend klein gewählt so dass es bei noch kleineren Intervallen nicht zu dramatischen Variationen käme).
- d_{th} : thermodynamischer Durchmesser; Durchmesser, aus welchem sich mit Gleichung (8.2-12) der Diffusionskoeffizient des Partikels ergibt. Für Partikel größer als 2 nm ist dieser praktisch identisch zu d_e , darunter nimmt er höhere Werte an: Für $d_e = 1\ nm$ ergibt sich ein Wert $d_{th} = 1,3\ nm$, siehe Gleichung

(8.2-9). Für kleinere Partikel hängt die Depositionswahrscheinlichkeit in Lunge und Atemtrakt primär von d_{th} ab.

- D : Diffusionskoeffizient, typische Einheit cm^2/s .
- DD : Differentielle Deposition; Unterschied zwischen der Fraktionellen Deposition DE geladener und ungeladener Partikel.
- DE : Fraktionelle Deposition; Anzahl der in einem bestimmten Abschnitt des Atemtrakts deponierten Partikel relativ zu allen Partikeln, welche sich ursprünglich im eingeatmeten Luftvolumen befanden.
- dx : siehe A.
- e : Elementarladung, $1,602 \cdot 10^{-19}$ As.
- E : elektrische Feldstärke, typische Einheit kV/m .
- E_0 im Abschnitt 2.3.10: elektrische Feldstärke unter Korona-freien Bedingungen.
- E_5 im Abschnitt 2.3.10: elektrische Feldstärke unter gesättigten Korona-Bedingungen.
- ET_1 : Extrathorakale Atemwege 1; vordere Nasengänge. Dieser Bereich wird nur bei Atmung durch die Nase durchströmt.
- ET_2 : Extrathorakale Atemwege 2; hintere Nasengänge, Mund, Rachen und Kehlkopf.
- F : Kraft, typische Einheit N.
- F_{grav} : Gravitationskraft.
- G im Abschnitt 2.3.10: Oberflächen-Gradient des Leiters (*conductor surface gradient*), typische Einheit kV/cm . Der Wert von G ist spezifisch für die jeweilige Stromleitung; er hängt u.a. von der Oberflächenbeschaffenheit des Leiters ab.
- G_0 im Abschnitt 2.3.10: empirisch gewonnener Parameter; entspricht dem minimalen Wert von G , welcher erforderlich ist, damit der Korona-Effekt eintritt. G_0 hängt vom Wetter ab.
- h : Höhe der Ionenquelle über dem Erdboden.
- HGÜ: Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragungsleitung.
- I_c : Korona-Verluststrom, typische Einheit Mikroampere pro Meter Leitungslänge ($\mu\text{A/m}$).
- IDE : Inkrement der Depositionseffizienz, dieses ergibt sich zu $(DE-DE_0)/(1-DE_0)$ mit DE und DE_0 der fraktionellen Deposition geladener und ungeladener Partikel.
- j : Partikel-Ladungszahl. Je nach Kontext ist das Vorzeichen von j wie folgt definiert: $j>0$ steht für positive und $j<0$ für negative Partikelladungen. Oder: $j>0$ steht für Partikel, welche eine Ladung der Polarität a tragen, $j<0$ steht entsprechend für Partikel, welche eine Ladung der entgegengesetzten Polarität b tragen. Bei Annahme einer unipolaren Ionenwolke sollen nur Ionen der Polarität a vorliegen (im Allgemeinen existieren aber auch dann Partikel mit positiven und negativen Ladungszahlen j).
- j in den Abschnitten 3.2.2 bis 3.2.5: Ladungszahl, welche ein Partikel vor dem Kontakt mit der Ionenwolke hatte; positive Werte stehen hier für Ladungszahlen mit derselben Polarität wie die Ionenwolke.
- j_{eq} : mittlere Partikel-Ladungszahl im Ladungsgleichgewicht (bzw. in einem Partikel-Ensemble, welches sich im Ladungsgleichgewicht befunden haben sollte).
- j_{krit} : kritische Partikel-Ladungszahl, oberhalb welcher sich eine signifikante Ladungs-induzierte Deposition einstellt.
- j_{mean} : mittlere Partikel-Ladungszahl.
- j_{uni} : mittlere Partikel-Ladungszahl nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke.
- J : Ionenstromdichte, typische Einheit nA/m^2 . Netto-Ionenstrom durch eine Oberfläche.
- J_5 im Abschnitt 2.3.10: Ionenstromdichte unter gesättigten Korona-Bedingungen.
- k : Boltzmann-Konstante ($1.25 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$).
- k : Ladungszahl eines Partikels nach dem Einwirken einer unipolaren Ionenwolke (j ist die Ladungszahl vor dem Einwirken).

- K : Parameter, definiert durch Gleichung (5.6-10) im Abschnitt 5.6.1. Die zusätzliche Ladungs-indizierte Deposition DD bzw. die Depositionswahrscheinlichkeit η_{AI} in der Alveolär-Interstitiellen Region sind linear proportional zu K ($DD=bK-a$, $\eta_{AI}=b'K-a'$).
- K_{krit} : Kritischer Parameter K , bei welchem DD und η_{AI} den Wert Null erreichen (d.h. eine signifikante Ladungs-induzierte Deposition tritt erst für $K>K_{krit}$ ein).
- K im Abschnitt 2.3.10: empirisch gewonnener Parameter zur Berechnung des Zusammenhangs von G (Oberflächen-Gradient des Leiters) und S (Grad der Korona-Sättigung). Typische Einheit cm/kV. K hängt vom Wetter ab.
- L : Länge eines zylindrischen Abschnitts des Atemtrakts.
- m : Masse eines Partikels.
- n : Konzentration von Cluster-Ionen (in diesem Report im Kontext von Hochspannungsleitungen vereinfachend auch als Ionen bezeichnet), typischerweise in der Einheit cm^{-3} . n bezeichnet, je nach Kontext, die Konzentration entweder der positiven oder negativen Cluster-Ionen, oder die Konzentration der Ionen der dominierenden Polarität. Ebenfalls je nach Kontext ist die Brutto- oder Nettokonzentration gemeint (in letzterem Fall ist dies explizit angegeben); in der Umgebung von Hochspannungsleitungen unterscheiden sich diese in der Regel jedoch kaum.
- n' : wie n , Wert zu einem beliebigen Zeitpunkt t' (n ist der Wert zum Endpunkt t der Integration).
- n_0 : Cluster-Ionen-Konzentration an der Ionenquelle.
- n_a und n_b : Konzentration von Ionen mit Polarität a und b . Im Fall einer unipolaren Ionenwolke sollen nur Ionen der Polarität a existieren, und der Index kann weggelassen werden.
- n_s im Abschnitt 2.3.10: Netto-Ionenkonzentration unter gesättigten Korona-Bedingungen.
- N : Partikelkonzentration, typischerweise in der Einheit cm^{-3} . In den in diesem Report verwendeten Gleichungen steht N für die Konzentration aller Partikel mit einem bestimmten Durchmesser d .
- $\bar{N}$: die absolute Anzahl derartiger Partikel.
- $\bar{N}'$: wie $\bar{N}$, Wert zu einem beliebigen Zeitpunkt t' ($\bar{N}$ ist der Wert zum Endpunkt t der Integration).
- N_j : Die Konzentration aller Partikel mit einem bestimmten Durchmesser d und einer bestimmten Ladungszahl j .
- $\bar{N}_j$: die absolute Anzahl derartiger Partikel.
- $\bar{N}_j'$: wie $\bar{N}_j$, Wert zu einem beliebigen Zeitpunkt t' ($\bar{N}_j$ ist der Wert zum Endpunkt t der Integration).
- OR : Chancenverhältnis (*odds ratio*). Verhältnis der Chancen des Eintritts eines Ereignisses im Risikobereich und im Referenzbereich, siehe Gleichung (6.1-4).
- p : horizontaler Abstand (*pole spacing*) zwischen dem positiven und negativen Leiter bei bipolaren HGÜ-Leitungen.
- P_j : relativer Anteil von Partikeln mit einem bestimmten Partikeldurchmesser d und einer bestimmten Ladungszahl j zu allen Partikeln derselben Größe.
- $P_{j, equ}$ steht für den relativen Anteil im Ladungsgleichgewicht.
- P_{kj} : prozentualer Anzahl aller Partikel eines bestimmten Durchmessers, deren Ladungszahl sich aufgrund des Einwirkens der Ionenwolke von j auf k erhöhte (relativ zu allen Partikeln mit demselben Durchmesser und mit derselben Start-Ladungszahl j).
- $P_{k, uni}$: Wahrscheinlichkeit, dass ein Partikel einer bestimmten Größe nach Einwirken der unipolaren Ionenwolke die Ladungszahl k trägt (relativ zu allen Partikeln mit demselben Durchmesser).
- q : Ladung pro Volumen (Einheit As/m^3).
- q im Abschnitt 3.2: Ladungsdichte pro Einheitslänge der Ionenwolke (Einheit As/m) oder, bei linearen Ionenquellen wie Hochspannungsleitungen, für die Ladungsdichte pro Einheitsfläche der Ionenwolke (Einheit As/m^2), siehe auch die Beschreibung zu A .
- q_0 im Abschnitt 3.2: Ladungsdichte pro Einheitslänge oder Einheitsfläche an der Ionenquelle.

- Q : Partikel-Ladungskonzentration (Anzahl Partikel-Ladungen pro Volumen), typische Einheit cm^{-3} . In den Gleichungen dieses Reports steht Q speziell für die Konzentration der Partikel-Ladungen, welche durch Partikel mit einem bestimmten Durchmesser d aufgenommen wurden, während diese mit einer Ionenwolke in Kontakt standen.
- $\bar{Q}$: absolute Anzahl Ladungen, welche durch Partikel einer bestimmten Größe aufgenommen wurden, während diese mit einer Ionenwolke in Kontakt standen.
- $\bar{Q}'$: wie $\bar{Q}$, Wert zu einem beliebigen Zeitpunkt t' ($\bar{Q}$ ist der Wert zum Endpunkt t der Integration).
- $\bar{Q}_j$: absolute Anzahl Ladungen, welche durch Partikel einer bestimmten Größe und einer bestimmten Start-Ladungszahl j (vor dem Kontakt mit der Ionenwolke) aufgenommen wurden.
- $\bar{Q}'_j$: wie $\bar{Q}_j$, Wert zu einem beliebigen Zeitpunkt t' ($\bar{Q}_j$ ist der Wert zum Endpunkt t der Integration).
- R : Radius eines Atemwegsabschnitts, Einheit je nach Abschnitt cm bis μm .
- RR : Relatives Risiko (*relative risk*). Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten des Eintritts eines Ereignisses im Risikobereich und im Referenzbereich, siehe Gleichung (6.1-3).
- S : Grad der Korona-Sättigung (siehe Abschnitt 2.3.10). Dieser liegt zwischen Null und Eins.
- t : Zeit, in welcher ein sich mit der Windgeschwindigkeit v bewegendes Luftpaket die Strecke x zurücklegt.
- t' : beliebiger Zeitpunkt (t ist der Endpunkt der Integration).
- t_0 : Aufenthaltszeit der Luft in einem Atemwegsabschnitt.
- t_0 im Abschnitt 3.2.3: Zeitpunkt, ab welchem sich ein Luftpaket in Kontakt mit der Ionenwolke befand (zum Zeitpunkt Null passierte das Luftpaket die Hochspannungsleitung).
- T : absolute Temperatur. Einheit K.
- U : Spannung der Ionenquelle (hier: Hochspannungsleitung). Typische Einheit kV.
- v : Komponente der Windgeschwindigkeit rechtwinklig zur Hochspannungsleitung. Einheit m/s. Das Vorzeichen ist im Allgemeinen so gewählt, dass bei positiven Werten für v die Messstation windabwärts der Leitung liegt.
- v_{grav} : Sedimentationsgeschwindigkeit; Geschwindigkeit, mit welcher sich Partikel einer bestimmten Dichte dank der Schwerkraft nach unten bewegen.
- V : Volumen eines Luftpakets, typische Einheit cm^{-3} oder m^{-3} .
- V'_{contact} : das Teilvolumen eines Luftpaketes (Gesamtvolumen V), welches von den Ionen der Ionenwolke erfüllt wurde, d.h. die sich in diesem Teilvolumen befindlichen Partikel stehen mit der Ionenwolke in Kontakt. Es gilt $V'_{\text{contact}} \leq V$. Das Apostroph besagt, dass es sich um das Teilvolumen zu einem beliebigen Zeitpunkt t' handelt.
- x : Entfernung. Je nach Kontext zum Beispiel horizontale Entfernung zwischen Ionenquelle und Messort (Einheit m) oder Entfernung zur and des Atemwegs.
- x_0 im Abschnitt 2.1.3: Entfernung von der Ionenquelle, in welcher der untere Rand der Ionenwolke den Erdboden erreicht (unter der Annahme, dass die Ionen sich ausschließlich mit dem Wind vorwärtsbewegen).
- x_0 im Abschnitt 5.6.1: maximale Entfernung von der Atemwegswand, aus welche ein geladenes Partikel diese innerhalb einer Aufenthaltszeit t_0 durch elektrostatische Anziehung erreichen könnte.
- x_{krit} im Abschnitt 5.6.2: Abstand, aus welcher das Partikel in einer Aufenthaltszeit t_0 in jedem Fall die Wand des Atemwegs erreicht, egal ob geladen oder nicht (d.h. wenn sich das Partikel nach Erreichen dieses Abschnitts in dieser oder einer geringeren Entfernung von der Wand befand, hat die Ladung keinen Einfluss darauf, ob die Wand erreicht wird).
- z_{air} im Abschnitt 3.2.3: vertikale Distanz zwischen einer Stromleitung und einem Luftpaket, welches sich unter der Leitung hindurchbewegt.
- z_{ion} im Abschnitt 3.2.3: vertikale Distanz zwischen einer Stromleitung und der Untergrenze der an dieser Leitung emittierten Ionenwolke, unter der Annahme, dass diese Wolke sich nur mit dem Wind

ausbreitet. Es wurde zudem angenommen, dass der Erdboden nicht vorhanden ist und die Ionenwolke sich somit beliebig weit nach unten ausbreiten kann. Da sich unter diesen Annahmen die Ionenwolke nach oben und unten symmetrisch ausbreitet, entspricht z_{ion} gerade dem halben Querschnitt der Ionenwolke.

- α im Abschnitt 3.2.3: Verhältnis t/t_0 ; t und t_0 sind die Integrationsgrenzen (Zeiten), zwischen welchen sich ein Luftpaket in Kontakt mit der Ionenwolke befand (zum Zeitpunkt Null passierte das Luftpaket die Hochspannungsleitung).
- $\beta_{+,j}$ und $\beta_{-,j}$: die Raten, mit welcher sich ein positives bzw. negatives Cluster-Ion an ein Partikel anlagert, welches bereits eine Ladung j trägt; $j > 0$ bedeutet in dem Fall, dass das Partikel eine positive Ladung trägt. Ausdrücke für die Ratenkoeffizienten wurden von GUNN (1954) vorgeschlagen, siehe Gleichungen (3.1-2) und (3.1-3), sowie (3.1-5) für den Spezialfall $j=0$.
- $\beta_{a,j}$ und $\beta_{b,j}$: die Raten, mit welcher sich ein Cluster-Ion der Polarität a oder b an ein Partikel anlagert, welches bereits eine Ladung j trägt; $j > 0$ bedeutet in dem Fall, dass das Partikel eine Ladung der Polarität a trägt. Die Ratenkoeffizienten von GUNN (1954) sind hier entsprechend verwendbar.
- β_j : Ratenkoeffizient der Anlagerung eines Cluster-Ions an ein Partikel mit Ladungszahl j bei Annahme einer unipolaren Ionenwolke. In diesem Fall kann vereinfachend auf die Indizes $+$ und $-$ oder a und b verzichtet werden, da nur Cluster-Ionen einer Polarität vorliegen. Es existieren aber trotzdem geladene Partikel beider Polaritäten, und somit sowohl positive als auch negative Partikel-Ladungszahlen j (denn die Partikel trugen zum Teil bereits Ladungen, bevor sie unter den Einfluss der Ionenwolke gerieten).
- γ in den Abschnitten 2.1.3 und 3.2.3: Exponent (Einheit $1/m$), welcher den exponentiellen Abfall von q mit wachsender Entfernung von der Ionenquelle beschreibt (q ist in dem Fall die Ladungsdichte pro Einheitslänge bzw. Einheitsfläche einer Ionenwolke, siehe Beschreibung zu q).
- γ in den Abschnitten 5.6 und 5.7: Verhältnis zwischen dem tatsächlich gemessenen und dem theoretisch erwarteten Proportionalitätsfaktor der Depositionswahrscheinlichkeit.
- γ_{Cohen} und $\gamma_{Melandri}$: Faktoren γ , welche sich aus den Daten der Studien von COHEN et al. (1995) und MELANDRI et al. (1983) ergeben.
- Δ_{ch} : Verhältnis der elektrostatischen Anziehungskraft, welche zwischen dem Partikel und einer in der Wand des Atemtrakts induzierten Spiegelladung wirkt, zum Strömungswiderstand, welcher die Bewegung des Partikels zur Wand hemmt.
- Δ_{diff} : Verhältnis zwischen der mittleren Aufenthaltszeit t_0 eines Partikels in einer Röhre mit Länge L und Radius R , sowie der mittleren Diffusionszeit t_{diff} in dieser Röhre, d.h. der Zeit, welche ein Partikel im Mittel benötigen würde, um zur Wand zu diffundieren.
- ϵ_0 : elektrische Feldkonstante, $8,854 \cdot 10^{-12} \text{ AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$.
- λ : Dimensionsloser Parameter, definiert durch Gleichung (3.1-4). λ ist proportional zu $1/d$ mit d dem Partikeldurchmesser.
- μ : elektrische Mobilität, speziell bei Ionen auch als Ionenmobilität bezeichnet. Typische Einheit: $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ oder $\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. μ ist der Proportionalitätsfaktor zwischen der Stärke eines elektrischen Felds und der Geschwindigkeit, mit welcher sich ein elektrisch geladenes Objekt in diesem Feld bewegt. Speziell im Fall von Cluster-Ionen kann vereinfachend angenommen werden, dass alle Ionen dieselbe Mobilität haben, diese unterscheidet sich lediglich für positive und negative Cluster-Ionen (μ_+ und μ_-). Bei Partikeln wächst μ mit wachsender Partikel-Ladungszahl sowie mit sinkendem Partikeldurchmesser, siehe Gleichung (1.3-1; bei bekannter Ladungsverteilung (bzw. generell bei Partikeln deutlich kleiner als 100 nm; hier spielen Mehrfachbeladungen im Normalfall praktisch keine Rolle) kann somit direkt aus der einfach messbaren Größe μ auf den Partikeldurchmesser geschlossen werden.
- η : Viskosität. Die Viskosität der Luft ist Temperatur-abhängig, unter Normbedingungen beträgt sie etwa 18,2 μPa , bei 37°C (Körpertemperatur) etwa 19 μPa .
- η : Depositionswahrscheinlichkeit bzw. Depositionseffizienz (oder kurz auch Deposition); Anzahl der in einem bestimmten Abschnitt des Atemtrakts deponierten Partikel relativ zu allen Partikeln, welche diesen Abschnitt erreichen.

- η_a im Abschnitt 5.7.4: Wahrscheinlichkeit, dass ein Partikel in die Nähe der Atemwegswände gerät.
- η_{ae} : aerodynamische Deposition.
- η_{Al} : Deposition in der Alveolar-Interstitiellen Region (zu welcher die Lungenbläschen gehören).
- η_b im Abschnitt 5.7.4: Wahrscheinlichkeit, dass ein Partikel, welches in die Nähe der Atemwegswände gelangte, dort tatsächlich deponiert wird. $\eta_{b,0}$ und $\eta_{b,1}$ sind die Werte für η_b speziell für neutrale bzw. einfach geladene Partikel.
- η_{ch} : Ladungs-induzierte Deposition.
- η_{diff} : Diffusions-induzierte Deposition.
- η_{eq} : Deposition von Partikeln im Ladungsgleichgewicht.
- η_{single} : Deposition einfach geladener Partikel.
- η_{th} : thermodynamische Deposition.
- η_{uni} : Deposition von Partikeln, welche zuvor einer unipolaren Ionenwolke ausgesetzt waren.
- ρ : Dichte der Partikel, typische Einheit g/cm^3 .
- τ : Zeit, in welcher ein Ion den Weg von der Ionenquelle zum Messort zurücklegt.
- Φ : volumetrischer Anteil der eingeatmeten Luft, welcher einen bestimmten Abschnitt des Atemtrakts erreicht.
- χ : Asymmetrie-Verhältnis, siehe Gleichung (3.1-7). Ein Verhältnis $\chi=1$ würde bewirken, dass im Ladungs-Gleichgewicht bei jeder absoluten Ladungszahl j genauso viele positive wie negative Partikelladungen auftreten.

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1-1: Von JAYARATNE, FATOKUN & MORAWSKA (2008) gemessene Ionenkonzentrationen an 41 Wechselstrom-Hochspannungsleitungen in der Umgebung von Brisbane. Australien.	17
Abbildung 2.2-1: New Hampshire; 95%-Perzentile der Ionenkonzentrationen bei aktiver HGÜ. Messwerte (Symbole) und theoretische Maximalwerte (Linien).	26
Abbildung 2.2-2: Wie Abbildung 2.2-1, getrennt für North Site (links) und South Site (rechts).	28
Abbildung 2.2-3: New Hampshire: Verhältnis der 95%-Perzentile der Ionenkonzentrationen zu den theoretischen Maximalwerten laut Gleichung (2.1-2). Zudem Darstellung der Verhältnisse der theoretischen Maximalwerte laut Näherung (2.1-2) und laut vollständiger Gleichung (2.1-2) für verschiedene Windgeschwindigkeiten v.	29
Abbildung 2.2-4: New Hampshire: 95%-Perzentile der Ionenkonzentrationen als Funktion der minimalen Wind-Transferzeit. Vergleich mit theoretischem Maximalwert laut Näherung (2.1-2) für verschiedene Windgeschwindigkeiten.	30
Abbildung 2.2-5: New Hampshire: 95%-Perzentile der Ionenkonzentrationen bei ausschließlicher Aktivität der Wechsellspannungsleitungen. Darstellung als Funktion des Abstands zur Wechsellspannungsleitung (links) sowie der minimalen Wind-Transferzeit (rechts).	31
Abbildung 2.2-6: New Hampshire: Verhältnis der 95%-Perzentile der Ionenkonzentrationen zu den theoretischen Maximalwerten laut Gleichung (2.1-1) bei ausschließlicher Aktivität der Wechsellspannungsleitungen. Berechnung unter Annahme von Windstille ($v=0$, links) und hoher Windgeschwindigkeit (v entspricht 95%-Perzentil, rechts).	32
Abbildung 2.3-1: JOHNSON (1983), 6-monatige Langzeitmessung an einer bipolaren 400-kV-HGÜ: 95%-Perzentile der Ionenkonzentrationen als Funktion der Windgeschwindigkeit. Messwerte und theoretische Maximalwerte.	36
Abbildung 2.3-2: CARTER & JOHNSON (1988), monopolare 500-kV-HGÜ. Ionenkonzentrationen als Funktion der Entfernung bei drei Windgeschwindigkeiten: Messwerte und theoretische Maximalwerte.	39
Abbildung 2.3-3: Wie Abbildung 2.3-2, Ionenkonzentration als Funktion der Windgeschwindigkeiten in drei festen Entfernungen: Messwerte und theoretische Maximalwerte.	40
Abbildung 2.3-4: DALLAIRE & MARUVADA (1987), 1-jährige Langzeitmessung, bipolare 450-kV-HGÜ: Mittelwerte und Maxima der Ionenkonzentrationen als Funktion des Abstands von der Leitung, getrennt für Schön- und Schlechtwetter.	42
Abbildung 2.3-5: AMANO & SUNAGA (1989). Shiobara HVDC Test Line (± 650 kV): Elektrische Felder und Netto-Ionenkonzentrationen für zwei Messungen (Nr. 1 und 2). Dazu theoretische Maximalwerte für die Ionenkonzentration.	43
Abbildung 2.3-6: CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989), ± 500 kV Pacific NW/SW Intertie: Gemessene Ionenkonzentrationen windauf- und windabwärts als Funktion der Windgeschwindigkeit. Dazu theoretische Maximalwerte (gestrichelte Linien in jeweils derselben Farbe).	48
Abbildung 2.3-7: Elektrische Feldstärke, Ionenstromdichte und Ionenkonzentration als Funktion des Grads der Korona.-Sättigung, berechnet nach JOHNSON (1990) für die Pacific Intertie (± 500 kV).	53
Abbildung 3.1-1: Vergleich der Ladungsverteilungen nach Clement & Harrison (1991) und nach ISO-Norm 15900 (WIEDENSOHLER (1988; ISO 2009) für drei verschiedene Partikeldurchmesser.	61

Abbildung 3.1-2: Mittlere Anzahl absoluter Ladungen pro Partikel im Gleichgewicht in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser bei verschiedenen Asymmetrie-Verhältnissen χ . Berechnung mittels Gleichung (3.1-8).	62
Abbildung 3.2-1: Berechnete Ladungsverteilung im Gleichgewicht sowie nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke.	72
Abbildung 3.2-2: Partikelgrößenverteilung, gemessen Januar-Juni 2020 in Melpitz, Sachsen. Dazu die Anzahl Ladungen pro Partikel, berechnet für das Ladungsgleichgewicht sowie nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke, und die sich damit ergebende Partikel-Ladungsverteilung.....	75
Abbildung 3.3-1: SUDA & SUNAGA (1990b), Shiobara HVDC Test Line: Konzentration von Cluster-Ionen (n) und Großen Ionen (Q, 12-40 nm) in einer Entfernung von 56 Metern als Funktion der Spannung. Dazu theoretische Maximalwerte für n laut Gleichung (2.1-1) und Näherung (2.1-2).	79
Abbildung 3.3-2: Ebenda, aufgenommene Ladungen pro Partikel (12 -40 nm). Dazu die (vom hier nicht genau bekannten Partikeldurchmesser d abhängigen) theoretischen Maximalwerte laut Gleichung (3.2-10) sowie laut der für die Leitungsnähe vorgeschlagene Gleichung (3.2-11); hier hängt der Maximalwert auch von der genauen Entfernung zur Leitung (hier: 56 m), der Windgeschwindigkeit und der Leitungsspannung ab.	80
Abbildung 3.3-3: Ebenda, Konzentration von Cluster-Ionen in Abhängigkeit von der Entfernung zur Leitung. Dazu theoretische Maximalwerte für n laut Gleichung (2.1-1) und Näherung (2.1-2).	81
Abbildung 3.3-4: Wie Abbildung 3.3-3 für die Partikelladungs-Konzentration (hier identisch zur Konzentration Großer Ionen). Dazu die Partikelladungs-Konzentrationen, gemessen von CARTER & JOHNSON (1988), siehe Abschnitt 3.3.1.	82
Abbildung 3.3-5: Ebenda, aufgenommene Ladungen pro Partikel (im Bereich 12-40 nm) als Funktion der Entfernung von der Leitung. Dazu die (vom hier nicht genau bekannten Partikeldurchmesser d abhängigen) theoretischen Maximalwerte laut Gleichung (3.2-10) sowie laut der für die Leitungsnähe vorgeschlagene Gleichung (3.2-11); hier hängt der Maximalwert auch von der genauen Entfernung zur Leitung (hier: 56 m), der Windgeschwindigkeit und der Leitungsspannung ab.	83
Abbildung 3.3-6: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011), Wechselladungs-Trasse in Australien: Cluster-Ionen und Netto-Partikelladungen (2 nm-5 μ m).	91
Abbildung 3.3-7: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b): Ionen-Größenverteilung, gemessen etwa 2-5 Meter von einer Autobahn, etwa 10-20 Meter windabwärts von Wechselstromleitungen sowie im offenen Grasland. Dazu die rurale Hintergrund-Messung von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000) aus Estland (14 Monate), und die von SUDA & SUNAGA (1990b) 56 Meter windabwärts einer 750-kV-Gleichstromleitung gemessenen Konzentrationen Großer Ionen (minimale und maximale Werte).	92
Abbildung 3.3-8: BAILEY et al. (2012): Prozentuale Anteile von Partikeln mit einer bestimmten Ladungszahl, relativ zu allen geladenen Partikel, gemessen an drei verschiedenen Tagen; die Abstände zu einer HGÜ-Trasse und die Windgeschwindigkeiten sind jeweils angegeben. Links: Messwerte windaufwärts (im Luv) der HGÜ-Trasse, dazu Anpassung (Fit) unter Annahme eines Ladungsgleichgewichts. Rechts: Zeitgleich gemessene Werte windabwärts (im Lee) der HGÜ-Trasse, dazu Anpassung (Fit) unter Annahme einer unipolaren Ionenwolke.....	95
Abbildung 3.3-9: JUNG et al. (2019): Verschiedene Perzentile der Netto-Partikel-Ladungskonzentration, gemessen während 24 Stunden kontinuierlicher Messung im Umfeld von Wechselladungstrassen (154-345 kV) in Südkorea. Darstellung als Absolutwerte (oben) sowie als Verhältnis zu den Meswerten an der Referenz-Station.	97

Abbildung 4.2-1: HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000): Ionen-Größenverteilung, gemessen während einer 14-monatigen Kampagne 1993-94 am Observatorium in Tahkuse, Estland.	105
Abbildung 4.3-1: LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010): Cluster-Ionen und Partikel (2 nm-5 μ m, totale Konzentration und Netto-Partikelladung) an verschiedenen Standorten in einer australischen Großstadt.	117
Abbildung 4.4-1: TIITTA et al. (2007), Ionen-Größenverteilung nahe einer Hauptstraße in Finnland. Dazu die Ionen-Größenverteilungen, gemessen von JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) 2-5 m windaufwärts bzw. windabwärts einer Autobahn, und die rurale Hintergrund-Messung von HÖRRAK, SALM & TAMMET (2000).	121
Abbildung 4.4-2: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2010): Cluster-Ionen-Konzentration und Partikel-Konzentration (2 nm - 5 μ m), gemessen in verschiedenen Entfernungen von einer Autobahn in Brisbane, Australien.	123
Abbildung 4.4-3: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014) und TIITTA et al. (2007): Anteil der geladenen Partikel an allen Partikeln derselben Größe. Gemessen in der Nähe von Autobahnen oder Hauptstraßen. Dazu theoretische Erwartungen im Gleichgewicht und nach Einwirken einer unipolaren Ionenwolke (d.h. der windabwärts von Hochspannungsleitungen erwarteten Situation).	125
Abbildung 4.4-4: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2014; 2010): Konzentration der geladenen Partikel (0,8-42 nm) sowie aller Partikel (6 nm-5 μ m) als Funktion des Abstands von einer Autobahn).	126
Abbildung 4.4-5: JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2015b): Konzentration geladener Partikel (0,8-42 nm), gemessen etwa 2-5 Meter windabwärts von Autobahnen und etwa 10-20 Meter windabwärts von Wechselstrom-Trassen.	127
Abbildung 4.4-6: Konzentration geladener Partikel in Abhängigkeit vom Abstand zu einer Autobahn (JAYARATNE, LING & MORAWSKA 2015b) bzw. zu Hochspannungsleitungen (ebenda; dazu SUDA & SUNAGA 1990b; CARTER & JOHNSON 1988).	128
Abbildung 4.5-1: LAAKSO et al. (2007), künstliche Kaskade im Fluss Vantaa, Finnland: Ionen-Größenverteilung 20 Meter flussabwärts der Kaskade, sowie an einem Referenzpunkt. Anm.: Die Messung erfolgte sehr hochaufgelöst, die an zwei Tagen gemessenen Verläufe wurden aus der Originalpublikation extrahiert. Hier dargestellt wurde der sich aus den Messungen beider Tage ergebende mittlere Verlauf.	132
Abbildung 4.5-2: Cluster-Ionen als Funktion der Entfernung vom Krimmler Wasserfall und vom Gartlfall (KOLARŽ et al. 2012) sowie von Hochspannungsleitungen (JAYARATNE, LING & MORAWSKA 2011; CARTER & JOHNSON 1988). Dazu die theoretisch erwarteten Maximalwerte für die Cluster-Ionen-Konzentration (unter Annahme einer unipolaren Ionenwolke) laut Näherung (2.1-2) von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983a).	135
Abbildung 4.5-3: KOLARŽ et al. (2012): Größenverteilung negativer Ionen in verschiedenen Abständen vom Krimmler Wasserfall und vom Gartlfall. Zur besseren Orientierung wurden die Datenpunkte mit Linien verbunden.	137
Abbildung 4.5-4: Geladene Partikel als Funktion der Entfernung vom Krimmler Wasserfall und vom Gartlfall (KOLARŽ et al. 2012) sowie von Hochspannungsleitungen (JAYARATNE, LING & MORAWSKA 2011; CARTER & JOHNSON 1988). Zur besseren Orientierung wurden die Datenpunkte mit Linien verbunden.	138

Abbildung 4.8-1: Größenverteilung geladener Partikel in verschiedenen Umgebungen aus verschiedenen Studien.....	143
Abbildung 5.2-1: Von YU & CHANDRA (1977) berechnete Depositionswahrscheinlichkeiten in den Generationen 1-24 des Atemtrakts für 330-nm-Partikel mit einer Ladungszahl von 29.	151
Abbildung 5.3-1: ICRP-Modell: Fraktionelle Deposition DE in Abhängigkeit vom thermodynamischen Partikeldurchmesser. Annahme: Männlicher Erwachsener, Normalatmer, leichte Aktivität.....	160
Abbildung 5.3-2: Wie Abbildung 5.3-1, aber als Funktion des aerodynamischen Partikeldurchmessers....	160
Abbildung 5.4-1: KOULLAPIS et al. (2016): Modellierte Fraktionelle Deposition als Funktion der Partikel-Ladungszahl.	164
Abbildung 5.4-2: MAJID et al. (2012): Modellierte Fraktionelle Deposition von 600-nm-Partikeln in den Atemwegs-Generationen 1-26 bei verschiedenen Partikel-Ladungszahlen j.....	166
Abbildung 5.6-1: MELANDRI et al. (1983): Gemessene Differentielle Depositionen (DD) als Funktion des Parameters K. Dazu diverse Anpassungen (siehe Text).....	174
Abbildung 5.6-2: Anwendung der theoretischen Erwartungen und experimentellen Ergebnisse von MELANDRI et al. (1983) auf das ICRP-Modell.....	181
Abbildung 5.6-3: Wie Abbildung 5.6-1, Inkrement der Depositions-Effizienz als Funktion der Partikel-Ladungszahl j.....	184
Abbildung 5.6-4: Wie Abbildung 5.6-1 und Abbildung 5.6-3, Verhältnis DE/DE ₀ als Funktion der Partikel-Ladungszahl j. Vergleich mit den Ergebnissen des Modells von MAJID et al. (2012).....	186
Abbildung 5.7-1: COHEN et al. (1995): Gemessene Depositionsraten als Funktion des Partikeldurchmessers, für die Messreihen FC, CPC und CPC DEI und für 3 verschiedene Röhrenlängen (10, 23 und 30 cm). Dazu verschiedene Erwartungswerte, siehe Text.	190
Abbildung 5.7-2: Wie Abbildung 5.7-1, gemessene Depositionsraten als Funktion des Produkts Dt ₀ , dazu verschiedene Anpassungen, siehe Text.....	192
Abbildung 5.7-3: Aus den Daten von COHEN et al. (1995) ermitteltes Verhältnis η_{ch}/η_{diff} , dargestellt als Funktion von Dt ₀ (links) und vom Partikel-Durchmesser (rechts).	196
Abbildung 5.7-4: Aus den Daten von COHEN et al. (1995) ermittelte Ladungs-Deposition η_{ch}	197
Abbildung 5.7-5: Depositionswahrscheinlichkeit η für die einzelnen Abschnitte des Atemtrakts. Offene Symbole: Werte laut ICRP-Modell. Volle Symbole: Extremwert-Abschätzung.	203
Abbildung 5.7-6: Links: Wie Abbildung 5.7-5 für die Fraktionelle Deposition DE. Rechts: Dasselbe unter der Annahme, dass die mittlere Ladungszahl im Bereich zwischen 40 und 100 nm den Wert eins beträgt.	205
Abbildung 5.7-7: Fraktionelle Deposition laut Abbildung 5.7-6, multipliziert mit der in Abbildung 3.2-2 gezeigten Partikelgrößenverteilung (links) bzw. der Partikelvolumenverteilung (rechts).....	207
Abbildung 5.8-1: Depositionsexperiment von ALI (2012).	213
Abbildung 5.8-2: Ergebnisse des Depositionsexperiments von AZHDARZADEH et al. (2014b).	215

Abbildung 6.1-1: Inzidenzrate für Kinderleukämie (Fälle pro Million Personen in der Altersgruppe 0-15 Jahre und pro Jahr) in verschiedenen Ländern der europäischen Region im Jahr 2000. Datenquelle: WHO EUROPE 2009.	222
Abbildung 6.2-1: Links: Von DRAPER et al. (2005) ermittelte Relative Risiken. Rechts: Zugehörige Anzahl Fälle und Kontrollen in jedem Risikobereich.	229
Abbildung 6.2-2: Von BUNCH et al. (2014a) ermittelte Relative Risiken für Kinderleukämie in Entfernungen kleiner als 200 m von Hochspannungsleitungen, sowie die Anzahl Kinderleukämie-Fälle, jeweils pro Dekade.	232
Abbildung 8.2-1: Weg der Luft durch die Abschnitte des Atemtrakts; i bezeichnet die Filterschritte.	251

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.2-1: New Hampshire: Entfernung der Messstationen zu den Leitungen	24
Tabelle 2.3-1: Messungen von KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983b).....	35
Tabelle 2.3-2: Messungen und Auswertungen der Daten von CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989)	45
Tabelle 2.3-3: Ionenkonzentration n und Mobilität μ , gemessen von SUDA & SUNAGA (1990a) direkt unter dem Leiterseil der jeweiligen Polarität (n) bzw. 8 m windabwärts (μ). Spannung: 750 kV, Höhe des Leiters über dem Boden: 22 m.	55
Tabelle 4.3-1: Messwerte von LING, JAYARATNE & MORAWSKA (2010) in einer Großstadt.	116
Tabelle 4.5-1: Messwerte von KOLARŽ et al. (2012) an Wasserfällen	134
Tabelle 4.7-1: Messwerte von STABILE et al. (2014) beim Kochen	142
Tabelle 5.5-1: Ergebnisse der Inhalationsexperimente von HEYDER et al. (1978).....	169
Tabelle 5.5-2: Ergebnisse der Inhalationsexperimente von SCHEUCH, GEBHART & ROTH (1990).....	170
Tabelle 5.6-1: Depositionen von Neutralpartikeln: gemessen (MELANDRI et al., 1983) und ICRP-Werte ...	172
Tabelle 5.8-1: Ergebnisse von COHEN et al. (1998): Experimente mit Replika der Bronchialregion	210
Tabelle 8.2-1: Parameter zur Berechnung der aerodynamischen Depositionseffizienz η_{ae}	254
Tabelle 8.2-2: Parameter zur Berechnung der thermodynamischen Depositionseffizienz η_{th}	255
Tabelle 8.2-3: Transitzeiten t für die Abschnitte des Atemtrakts.	255
Tabelle 8.2-4: Anteile des Luftvolumens, welche einen bestimmten Abschnitt des Atemtrakts erreichen.	255
Tabelle 8.2-5: Parameter, welche nur von der Person abhängen.....	256
Tabelle 8.2-6: Parameter, welche von der Person und der Art und Schwere der Tätigkeit abhängen.....	257
Tabelle 9.1-1: New Hampshire, Messungen bei aktiver HGÜ im Jahr 1990.....	261
Tabelle 9.1-2: New Hampshire, Messungen bei aktiver HGÜ im Jahr 1991.....	262
Tabelle 9.1-3: New Hampshire, Messungen bei aktiver HGÜ im Jahr 1992.....	263
Tabelle 9.1-4: New Hampshire, Messungen bei inaktiver HGÜ in den Jahren 1988-90	264
Tabelle 9.1-5: New Hampshire, Messungen bei inaktiver HGÜ in den Jahren 1991-92	265
Tabelle 9.1-6: Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen (1): BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978), KAUNE, GILLIS & WEIGEL (1983b), JOHNSON (1983), HENDRICKSON (1986), AMANO & SUNAGA (1989)	266
Tabelle 9.1-7: Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen (2): DALLAIRE & MARUVADA (1987), CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989)	267
Tabelle 9.1-8: Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen (3): SUDA & SUNAGA (1990a, 1990b)....	268
Tabelle 9.1-9: Ionen windabwärts von Hochspannungsleitungen (4): CARTER & JOHNSON (1988)	269

Tabelle 9.1-10: Elektrische Felder windabwärts von Hochspannungsleitungen (1): BRACKEN, CAPON & MONTGOMERY (1978), JOHNSON (1983)	270
Tabelle 9.1-11: Elektrische Felder windabwärts von Hochspannungsleitungen (2): HENDRICKSON (1986), DALLAIRE & MARUVADA (1987), AMANO & SUNAGA (1989), SUDA & SUNAGA (1990a).....	271
Tabelle 9.1-12: Elektrische Felder windabwärts von Hochspannungsleitungen (3): CHARTIER, STEARNS & BURNS (1989)	272
Tabelle 9.2-1: Geladene Partikel nahe von Hochspannungsleitungen (1): JAYARATNE, LING & MORAWSKA (2011), BAILEY et al. (2012)	273
Tabelle 9.2-2: Geladene Partikel nahe von Hochspannungsleitungen (2): CARTER & JOHNSON (1988), SUDA & SUNAGA (1990b)	274
Tabelle 9.3-1: Ionen, gemessen in ländlicher Hintergrundluft.....	275
Tabelle 9.3-2: Ionen, gemessen in urbaner Hintergrundluft.....	276
Tabelle 9.3-3: Ionen, gemessen in Innenräumen	277
Tabelle 9.3-4: Ionen, gemessen in der Umgebung von Autobahnen oder Hauptstraßen	278
Tabelle 9.3-5: Ionen, gemessen in der Umgebung von Wasserfällen oder bei Regen.....	279
Tabelle 9.3-6: Ionen, gemessen in sonstigen Situationen	280