

Bundesamt für Strahlenschutz

Ressortforschungsberichte zum Strahlenschutz

Bestimmung von Strahlenschutzszenarien als Voraussetzung für eine nachhaltige Gewährleistung des Strahlenschutzes beim Umgang mit Ultrakurzpuls-Lasern (UKP Laser) u.a. zur Unterstützung eines einheitlichen Vollzugs

Vorhaben 3619S22370

Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM)

Herbert Legall Jörn Bonse Jörg Krüger Björn Pullner Ulf Stolzenberg Faton Krasniqi

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-197/22

Bitte beziehen Sie sich beim Zitieren dieses Dokumentes immer auf folgende URN: urn:nbn:de:0221-2022060833027

Salzgitter, Juni 2022

Abschlussbericht

zum Vorhaben:

"Bestimmung von Strahlenschutzszenarien als Voraussetzung für eine nachhaltige Gewährleistung des Strahlenschutzes beim Umgang mit Ultrakurzpuls-Lasern (UKP Laser) u.a. zur Unterstützung eines einheitlichen Vollzugs "

Verwaltungsvereinbarung 3619S22370

für den Berichtszeitraum: vom 01.09.2019 bis 31.10.2021

Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM)

Fachbereich 6.2 Grenzflächenprozesse und Korrosion

Herbert Legall, Jörn Bonse, Jörg Krüger

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB)

Fachbereich 6.3 Strahlenschutzdosimetrie

Björn Pullner, Ulf Stolzenberg, Faton Krasniqi

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

Berlin, Braunschweig, 25. November 2021

Kurzzusammenfassung

Der vorliegende Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben "Bestimmung von Strahlenschutzszenarien als Voraussetzung für eine nachhaltige Gewährleistung des Strahlenschutzes beim Umgang mit Ultrakurzpuls-Lasern (UKP Laser) u.a. zur Unterstützung eines einheitlichen Vollzugs" hat drei Themenschwerpunkte.

Der erste Teil des Forschungsvorhabens beschäftigte sich mit der "Ermittlung des aktuellen Standes von Wissenschaft und Technik bezüglich des Auftretens ionisierender Strahlung beim Betrieb von UKP-Lasern verschiedener Bauarten". Im Einzelnen wurden die physikalischen Mechanismen, die zu einer Röntgenerzeugung in der Ultrakurzpuls-Lasermaterialbearbeitung führen können, ermittelt und deren Abhängigkeit von den verschiedensten Einflussgrößen diskutiert. Weiterhin wurden die zurzeit genutzten Lasersysteme und aktuelle lasertechnologische Entwicklungen vorgestellt, die in naher Zukunft durch die Einführung von Pulsfolgefrequenzen im MHz- bis GHz-Bereich und Einzelpulsenergien im mJ-Bereich Laserleistungen im kW-Bereich in der Ultrakurzpuls-Lasermaterialbearbeitung ermöglichen. Zudem wurden die aktuell in der Lasermaterialbearbeitung genutzten Laserschutzgehäuse bezüglich der Strahlenschutztauglichkeit und die bereits von den Betreibern umgesetzten Strahlenschutzmaßnahmen dargestellt.

Der zweite Teil des Forschungsvorhabens war der "Erarbeitung konservativer wie auch realistischer Szenarien beim Betrieb von UKP-Lasern" gewidmet, in dem Strahlenschutzszenarien auf der Grundlage einer Datenerhebung erarbeitet wurden, die durch Vor-Ort-Messungen und Besichtigungen bei den Anwendern ergänzt wurden. Abschließend wurden im dritten Teil "Berechnungen der Expositionen $H^*(10)$ und H'(0,07) für die erarbeiteten Umgangsszenarien" auf der Grundlage vorhandener und erhobener Daten durchgeführt.

Die im ersten Teil des Forschungsvorhabens gewonnen Erkenntnisse zeigen, dass die Erzeugung ionisierender Strahlung in der Ultrakurzpuls-Lasermaterialbearbeitung von einer Vielzahl sich zum Teil gegenseitig beeinflussender Parameter (Laser-, Plasma- und Bearbeitungsparameter) abhängen kann. So ist für den die Röntgenemission im keV-Bereich dominierenden Prozess der Resonanzabsorption die Laserpulsdauer, der Einfallswinkel auf einer durch den Bearbeitungsschritt vorgegebenen lokalen Oberflächentopographie und der Polarisationszustand von wesentlicher Bedeutung für die entstehende Röntgenemission. In Abhängigkeit von diesen Größen und vom Material kann die emittierte Röntgendosisleistung um mehrere Größenordnungen variieren. Zur spektralen Verteilung der Röntgenemission, deren Kenntnis für die Berechnung einer adäquaten Abschirmung erforderlich ist, konnten, bis auf die von der BAM und der PTB veröffentlichten Messungen, keine Datensätze aus der Lasermaterialbearbeitung ermittelt werden. Die in der Literatur veröffentlichten Spektren sind in der Regel bei deutlich höheren Laserintensitäten, viel geringeren Pulsfolgefrequenzen, ohne eine räumliche Überlappung der Laserpulse auf dem Werkstück und im Vakuum gemessen worden und daher nur bedingt auf die Ultrakurzpuls-Lasermaterialbearbeitung übertragbar.

In Vor-Ort-Messungen bei industriellen Anwendern mit den zurzeit verfügbaren leistungsstärksten Laseranlagen musste festgestellt werden, dass eine worst-case Strahlenexposition nicht durch die Einstellung einer Kombination von worst-case Laserparametern reproduziert werden kann, sofern die technischen Komponenten der Lasermaterialbearbeitungsmaschine (im Regelfall) für die Routine-Lasermaterialbearbeitung optimiert wurden. Infolgedessen konnten in den Vor-Ort-Messungen keine erhöhten Strahlenexpositionen nachgewiesen werden. Auf der Grundlage der vorhandenen Daten und gewonnenen Erkenntnisse wurden Strahlenschutzszenarien für den Routinebetrieb in der Lasermikromaterialbearbeitung sowie verschiedene Unfallszenarien entworfen. Bei den Unfallszenarien wurde von einem Betrieb der Lasermaterialbearbeitungsanlage mit Routineparametern ausgegangen. Bei den Berechnungen für den Routinebetrieb, sowie für verschiedene Unfallszenarien unter Routinebearbeitungsbedingungen, zeigte sich, dass Einhausungen aus Stahl für die Gewährleitung des Strahlenschutzes in der Lasermaterialbearbeitung ausreichend sind. Diese Aussage schließt allerdings nicht Bearbeitungsprozesse mit leistungsstärkeren Laseranlagen ein, bei denen die technischen Komponenten an die höheren Leistungen angepasst sind oder Materialbearbeitungsprozesse außerhalb der Lasermikromaterialbearbeitung. Andere Abschirmmaterialien sollten dagegen nicht oder nur bei Einhaltung eines ausreichenden Abstandes zum Bearbeitungspunkt eingesetzt werden. Letzteres trifft für Aluminium als Abschirmmaterial zu.

Inhaltsverzeichnis

1	Parameter, die die Entstehung von Röntgenstrahlung bei einem Ultrakurzpuls-Laser bestimmen7				
	1.1 Einführung	.7			
	1.2 Der Prozess der Stoßabsorption (inverse Bremsstrahlung)	. 8			
	1.3 Der Prozess der stoßfreien Absorption (Resonanzabsorption)	10			
2	Einfluss der Laser-Parameter auf die entstehende Dosisleistung beim Betrieb	14			
	2.1 Ermittlung des spektralen Röntgen-Photonenflusses für die einstellbaren Laser-Parameter (Pulsdauer, Pulsfolgefrequenz, Pulsenergie und Fokusdurchmesser)	14			
	2.1.1 Einleitung	14			
	2.1.2 Datenermittlung	16			
	2.2 Der spektrale Verlauf der Röntgenemission	17			
	2.2.1 Abhängigkeit des spektralen Röntgen-Photonenflusses von der Intensität und der Wellenlänge	17			
	2.2.2 Abhängigkeit des spektralen Röntgen-Photonenflusses von der Pulsenergie	21			
	2.2.3 Abhängigkeit des spektralen Röntgen-Photonenflusses von der Pulsdauer	27			
	2.2.4 Abhängigkeit des spektralen Röntgen-Photonenflusses vom Fokusdurchmesser	29			
	2.2.5 Abhängigkeit des spektralen Röntgen-Photonenflusses von der Pulsfolgefrequenz	30			
3	Einfluss der Bearbeitungs- und Materialparameter auf die entstehende Dosisleistung beim Betrieb	33			
	3.1 Übersicht über die im realen Betrieb in Abhängigkeit von den Bearbeitungsparametern entstehende Dosisleistung	33			
	3.2 Abhängigkeit der entstehenden Dosisleistung von dem verwendeten Target- Material	40			
	3.3 Abhängigkeit der entstehenden Dosisleistung von der Bestrahlungsgeometrie	41			
4	Praktisch realisierbare Laserleistungen bzw. Pulsdauern nach dem derzeitigen technischen Stand	43			
5	Anwendungsspektrum von Lasern, die in der Lage sind, ionisierende Strahlung zu erzeugen	49			

	5.1	Der	Prozess der Laserablation	. 49
	5.2	Übe Lase	erblick über die in der Lasermaterialbearbeitung eingesetzten ersysteme	. 50
	5.3	Anv	vendungsspektrum von Ultrakurzpuls-Lasern	.51
6	Schutz oder te ggf. sch	einri echni hon v	chtungen, die bei den verschiedenen Lasertypen aufgrund rechtlicher scher Anforderungen (z.B. OStrV, Performance Level, Laserschutzklasse) vorhanden sind	. 52
	6.1	Erge Lase	ebnisse der Umfrage zu Schutzeinrichtungen in der ermaterialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Lasern	. 52
	6.2	Erge Lase	ebnisse der Umfrage zur Umsetzung des Strahlenschutzes in der ermaterialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Lasern	. 55
7	Erarbe Lasern	itung 	g konservativer wie auch realistischer Szenarien beim Betrieb von UKP-	. 56
	7.1	Aus	gangslage	. 56
	7.2	Bef Lase	ragung der industriellen Anwender zu den genutzten Lasersystemen und erparametern und den Lasermaterialbearbeitungsverfahren	. 56
	7	.2.1	Inhalt der Befragung	. 57
	7	.2.2	Erstellung und Verteilung der Befragung	. 57
	7	.2.3	Ergebnisse der Befragung	. 59
	7.3	Dat	enerhebung	. 65
	7	.3.1	Auswahl der Firmen für die Datenerhebung	. 65
	7	.3.2	Inhalt der Datenerhebung	. 67
	7	.3.3	Datenerhebung bei Firma 7	. 68
	7	.3.4	Datenerhebung bei Firma 5	. 78
	7	.3.5	Datenerhebung an der Anlage der PTB	. 84
	7.4	Era	rbeitung der Umgangsszenarien	.91
	7	.4.1	Realistische Szenarien	.91
	7	.4.2	Konservative Szenarien	. 92
8	Berech	nung	gen der Strahlenexpositionen ($H^*(10)$ und $H'(0,07)$) für die erarbeiteten	
	Umgar	enarien	. 93	
	8.1	Dat	enlage	. 93
	8.2	Me	thode zur Berechnung der Strahlenexposition	.94
	8.3	Ver kon	einfachende Annahmen zur Berechnung der Strahlenexposition für die servativen Szenarien	. 95
	8.4	Um	gangsszenarien	. 97

8.5 Ber	echnung der Strahlenexposition	97		
8.5.1	Berechnung der Strahlenexposition im Routinebetrieb	98		
8.5.2	Berechnung der Strahlenexposition für verschiedene spezifische Anwendungsprozesse	102		
8.5.3	Berechnung der Strahlenexposition für zukünftig realisierbare Laserparameter im Routinebetrieb in der Lasermaterialbearbeitung	103		
8.5.4	Berechnung der Strahlenexposition für die erarbeiteten konservativen Szenarien (Unfallszenarien)	105		
Literaturverzeichnis				

1 Parameter, die die Entstehung von Röntgenstrahlung bei einem Ultrakurzpuls-Laser bestimmen

1.1 Einführung

Durch welche Parameter die Röntgenerzeugung in der Lasermaterialbearbeitung bestimmt wird, hängt von dem in der Laser-Material Wechselwirkung wirkenden physikalischen Prozess ab, der zu einer Erzeugung ionisierender Strahlung führt. Die im Folgenden vorgestellten Prozesse basieren auf der Wechselwirkung des elektro-magnetischen Feldes eines einfallenden intensiven ultrakurzen Laserpulses mit den freien Elektronen und Ionen eines laserinduzierten Plasmas. Dabei wird unter einem ultrakurzen Laserpuls hier ein Laserpuls mit einer Pulsdauer von wenigen Femtosekunden (fs) bis zu einigen 100 Pikosekunden (ps) verstanden.

Der Prozess, der zur Erzeugung von ionisierender Strahlung durch eine Laser-Plasma Wechselwirkung führt, kann prinzipiell in zwei Stufen unterteilt werden. Dabei wird in der ersten Stufe ein Plasma durch Stoßionisation erzeugt. Die Plasmaerzeugung kann dabei wie folgt veranschaulicht werden. Das einfallende Laserfeld versetzt freie Elektronen im Festkörper in Oszillation. Ist das Laserfeld intensiv genug, können diese im Laserfeld oszillierenden freien Elektronen weitere Elektronen aus der Hülle der sie umgebenden Atome herausstoßen. Diese freigesetzten Elektronen werden wiederrum im Laserfeld zur Oszillation angeregt und erzeugen durch Stöße weitere freie Elektronen. Dieser Vorgang wiederholt sich bis schließlich ein heißes Gemisch aus freien Elektronen und positiv geladenen Atomrümpfen (Ionen) vorliegt, das als "Laserplasma" bezeichnet wird. Nach der Erzeugung des Plasmas, können in einer nächsten Stufe verschiedene Mechanismen der Plasma-Absorption zu einer weiteren Erhöhung der mittleren kinetischen Energie der Plasmaelektronen (im Folgenden als Elektronentemperatur bezeichnet) und dem Ionisationsgrad der Ionen beitragen, und so durch eine Wechselwirkung der Plasmaelektronen mit den Ionen des Plasmas zu Rekombinationsstrahlung, zu charakteristischer Röntgenstrahlung und Bremsstrahlung führen. Die verschiedenen physikalischen Mechanismen der Absorption von Laserpulsenergie durch das in der ersten Stufe erzeugte Plasma prägen dabei in charakteristischer Weise das bei der Wechselwirkung des Lasers mit dem Material entstehende ionisierende Strahlungsfeld, hinsichtlich dessen energetischer Verteilung und der Anzahl der generierten Röntgenphotonen. Aus diesen beiden Größen kann schließlich die Röntgendosisleistung berechnet werden.

In dem für die Lasermaterialbearbeitung relevanten Intensitätsbereich zwischen 10^{12} W/cm² bis 10^{17} W/cm², konnten zwei die Erzeugung ionisierender Strahlung dominierende Mechanismen der Absorption von Laserstrahlung durch das Plasma identifiziert werden. Für Intensitäten $< 10^{13}$ W/cm² mit Laserpulsdauern im ps- bis ns-Bereich wird allgemein angenommen, dass die sogenannte "Stoßabsorption" die Absorption der Laserstrahlung durch das Plasma dominiert [1-5]. Allerdings verliert dieser Prozess, wie später noch erläutert wird, bei Intensitäten $> 10^{13}$ W/cm² zunehmend an Bedeutung, und stoßfreie

Absorptionsmechanismen gewinnen stattdessen an Bedeutung. Der in dem Intensitätsbereich von 10^{15} W/cm² bis 10^{17} W/cm² für Laserpulsdauern im sub-ps bis ns-Bereich dominierende stoßfreie Absorptionsprozess ist die sogenannte Resonanzabsorption. Die genannten, zur Erzeugung ionisierender Strahlung beitragenden Mechanismen der Absorption von Laserstrahlung durch das Plasma folgen unterschiedlichen, zum Teil empirisch gewonnenen Skalierungsgesetzen. Die Grenzen sind dabei fließend, so dass auch in dem Intensitätsbereich $< 10^{15}$ W/cm² und $> 10^{17}$ W/cm² die Resonanzabsorption einen nicht zu vernachlässigen Beitrag zur Elektronentemperatur liefern kann. Ebenso ist ein Beitrag der Stoßabsorption im Bereich $> 10^{13}$ W/cm² zu erwarten. Im Folgenden sollen diese beiden Mechanismen, die zur Erzeugung ionisierender Strahlung in dem für die Lasermaterialbearbeitung relevanten Intensitätsbereich führen können, eingehender diskutiert werden.

1.2 Der Prozess der Stoßabsorption (inverse Bremsstrahlung)

Bei der Stoßabsorption erfolgt die Absorption der Laserpulsenergie im Plasma durch Stoßprozesse. Dieser Prozess wird auch inverse Bremsstrahlung genannt. Dabei wird die von den Plasmaelektronen im Laserfeld aufgenommene kinetische Energie durch Stöße an andere Elektronen im Plasma weitergegeben. Elektronen-Ionen Stöße führen schließlich zu einer Aufheizung des Plasmas. Bei "längeren" Pulsdauern im ps bis ns-Bereich kann sich ein quasi thermisches Gleichgewicht einstellen und das Plasma kann physikalisch wie ein Schwarzkörperstrahler behandelt werden [5]. Bei einem Schwarzkörperstrahler folgt die Energieverteilung der Röntgenemission dem Planck'schen Strahlungsgesetz. Dieser Prozess ist besonders effizient für Pulsdauern von einigen 100 ps bis einigen 10 ns und für Laserintensitäten < 10^{13} W/cm².



Abb. 1: Illustration des Mechanismus der Stoßabsorption [5].

In Abb. 1 ist der Prozess der Stoßabsorption illustriert. Dargestellt ist die Elektronendichte-Verteilung des, aufgrund der im Plasma herrschenden hohen Temperaturen und Drücke expandierenden, Laserplasmas. Laserstrahlung kann bis zu einer für die Laserwellenlänge charakteristischen kritischen Elektronendichte n_c in das Plasma eindringen und wird dann wieder reflektiert. In die Region mit Elektronendichten größer dieser kritischen Dichte kann sich Laserstrahlung dieser Wellenlänge nicht ausbreiten. In der Region mit Elektronendichten kleiner der kritischen Dichte (der Laser-Plasma Wechselwirkungsregion) können Elektronen dagegen Bewegungsenergie durch das oszillierende Laserfeld aufnehmen. Diese Energie kann durch Stöße in die sogenannte "überdichte" Region jenseits der kritischen Dichte transportiert werden, wodurch das Plasma geheizt wird. Die dichteren Regionen des Plasmas sind dabei deutlich heißer als die weniger dichten Regionen.

Der "überdichte" Bereich des Plasmas in der Nähe der kritischen Dichte, ist der heißeste Bereich, von dem Röntgenphotonen emittiert werden können. Die emittierte Photonenstrahlung des durch Elektronen-Ionen Stöße aufgeheizten Plasmas ist charakteristisch für die Temperatur dieser Region und lässt sich gemäß dem Stefan-Boltzmann Strahlungsgesetz über folgende Formel aus der Laserintensität abschätzen [5]:

$$I\left(\frac{W}{cm^2}\right) \approx 1,027 \ x \ 10^5 (k_B T_e)^4$$
 (1)

Für eine Intensität von 10^{14} W/cm² ergibt sich aus Gl. 1 für ein Plasma im thermischen Gleichgewicht eine Elektronentemperatur T_e von 176 eV. Das Maximum des Planck'schen Strahlers liegt bei ca. 500 eV, und kann mit folgender Formel berechnet werden:

$$h\upsilon = 2,822 k_B T_e$$
⁽²⁾

Die in der Ultrakurzpuls-Lasermaterialbearbeitung gemessenen Röntgenemissionsspektren mit Photonenenergien im keV Bereich können mit diesem Mechanismus nicht erklärt werden. Allerdings lässt sich die Röntgenemission in der Lasermaterialbearbeitung für Pulsdauern von einigen 100 ps bis in den ns-Bereich und vermutlich die Emission von Ultrakurzpuls-Lasern bei Laserintensitäten kleiner 10¹³ W/cm² mit diesem Modell beschreiben. In Abb. 2 sind mit dem Modell der Stoßabsorption berechneten Elektronentemperaturen und Maxima der Planck'schen Strahlungsverteilung dargestellt.



Abb. 2: Mit dem Modell der Stoßabsorption gemäß Gl. 1 und Gl. 2 berechnete Elektronentemperaturen und Maxima der Planck'schen Strahlungsverteilung.

Durch nichtlineare Wechselwirkungsprozesse im Plasma kann bei hohen Einzelpulsenergien auch mit Pulsdauern im ns-Bereich ionisierende Strahlung im keV Bereich erzeugt werden [1,3,5]. In diesem Fall wird die Elektronenbewegung nicht mehr durch zufällige Wechselwirkungen der Elektronen im Plasma in Form von Stößen dominiert. Stattdessen kann durch sogenannte "parametrische Instabilitäten", wie der stimulierten Raman Streuung, die durch das Laserfeld erzeugte Oszillation der Elektronen in kohärente an eine Plasmafrequenz gekoppelte, sich in das Plasma ausbreitende und verstärkende Plasmawellen führen. Die Intensität, bei der die zufällige Bewegung der Elektronen in eine kohärente Oszillation übergeht, kann theoretisch abgeschätzt werden und hängt von der Laserintensität, dem Quadrat der Laserwellenlänge und der reziproken Elektronentemperatur des thermischen Plasmas ab.

Das aus der Stoßabsorption resultierende Röntgenemissionsspektrum ist in Abb. 3 veranschaulicht. Das Spektrum besteht aus einem für die Stoßabsorption typischen breiten Kontinuum, das thermischer Natur ist und den schmalen atomaren Emissionslinien der charakteristischen L- und K-Schalen Emissionen. Zusätzlich kann bei hohen Einzelpulsenergien, eine lange Flanke von hochenergetischen Röntgenphotonen beobachtet werden, die durch nichtlineare Welle-Teilchen Prozesse im Plasma erklärt werden können.



 Abb. 3: Linien und Kontinuumsemission eines mit Pulsdauern im ps- bis ns-Bereich erzeugten thermischen Plasmas und die durch heiße Elektronen hervorgerufene hochenergetische Flanke. Rechts oben:
 Röntgenemission im keV Bereich von Gold Targets, bestrahlt mit einer Laserwellenlänge von 532 nm, einer Einzelpulsenergie von 3,5 kJ und einer Laserpulsdauer von 1 ns (P. Drake and Lawrence Livermore National Laboratory) [5].

1.3 Der Prozess der stoßfreien Absorption (Resonanzabsorption)

Für kürzere Pulsdauern im fs- bis ps-Bereich und höheren Laserintensitäten nimmt die Dominanz der Stoßabsorption drastisch ab. Gründe dafür sind, dass zum einen das Plasma während der kurzen Pulsdauer kaum Zeit hat zu expandieren, wodurch die für die Stoßabsorption zur Verfügung stehende Wechselwirkungsregion im Vergleich zu längeren Pulsdauern stark reduziert wird. Zum anderen nimmt bei hohen Laserintensitäten, infolge der in dieser Region stark ansteigenden Plasmatemperatur, die Rate der Elektronen-Ionen Stöße deutlich ab. In einem Intensitätsbereich > 10^{13} W/cm² gewinnen stoßfreie Absorptions-Mechanismen an Bedeutung und dominieren in einem Intensitätsbereich > 10^{15} W/cm² schließlich die Plasma-Absorption. Dabei wird angenommen, dass in einem Intensitätsbereich von 10^{15} W/cm² bis 10^{17} W/cm² bei moderaten Laserpulsenergien im mJ Bereich der dominierende Mechanismus der stoßfreien Absorption der sogenannte Mechanismus der "Resonanzabsorption" ist. Dieser in Abb. 4 veranschaulichte Mechanismus beruht auf der resonanten Anregung von Plasmawellen durch das Laserfeld. Vorrausetzung für die Wirksamkeit dieses Mechanismus ist, dass zumindest ein Teil des einfallenden elektrischen Laserfeldes in der Ebene oszilliert, die durch den Wellenvektor und den Dichtegradienten des Plasmas aufgespannt wird.



Abb. 4: Standardbild der Resonanzabsorption. Eine p-polarisierte Welle (das elektrische Feld schwingt in der Ebene) tunnelt durch die kritische Dichte des Plasmas, die bei schrägem Einfall des Lasers durch $n_c cos^2 \theta$ gegeben ist, und regt resonant Plasmawellen an. Der Winkel θ beschreibt dabei den Einfallswinkel des Laserstrahls zur Normalen, die in Richtung des abfallenden Plasmaelektronendichtegradienten zeigt [4].

Dieser Mechanismus ist besonders effizient, wenn das einfallende Laserfeld p-polarisiert, also parallel zur Einfallsebene polarisiert ist (der dazu senkrechte Polarisationszustand wird mit spolarisiert bezeichnet). Neben der Polarisation ist auch der Winkel, unter dem der Laser auf das Plasma trifft, für die Effizienz, mit der die Laserstrahlung in das Plasma eingekoppelt wird, von Bedeutung. Intuitiv ist das verständlich, wenn man bedenkt, dass bei einem zu großen Winkel der durch die Brechung des Laserstrahls im Plasma gegebene und vom Einfallswinkel durch $n_c cos^2 \theta$ bestimmte Umkehrpunkt des Laserstrahls zu weit von der Plasmaresonanz entfernt ist, die durch das Laserfeld verstärkt werden soll. Wenn andererseits der Einfallswinkel des Laserstrahls zu steil ist, ist die Komponente des elektrischen Feldes in Richtung des Plasmadichtegradienten sehr klein.



Abb. 5: Für die Resonanzabsorption in Abhängigkeit von dem Polarisationszustand und dem Einfallswinkel gemessene Röntgenemission [6]. Die Messungen wurden bei einer Intensität von 5 x 10¹⁴ W/cm², einer von Pulsdauer 25 ps, einer Laserwellenlänge von 1064 nm und einer Pulsenergie von 200 mJ durchgeführt.

Eine Abschätzung des "optimalen" Einfallswinkels θ_{max} , unter dem die Resonanzabsorption am effizientesten wirkt, kann in erster Näherung über die Denisov-Funktion erfolgen, deren Maximum für "große" Skalierungslängen (linearer Ansatz) den Winkel θ_{max} gemäß folgender Beziehung vorgibt [3]:

$$\theta_{max} \approx \arcsin\left(0.8 \cdot \left(\frac{\lambda}{L}\right)^{1/3}\right)$$
(3)

In dieser Gleichung ist λ die Laserwellenlänge und L die sogenannte "Plasmaskalierungslänge", mit der die exponentiell abfallende Plasmaelektronendichte skaliert. Die reziproke Plasmaskalierungslänge ist somit ein Maß für die Steilheit des Plasmadichteprofiles $n_e(x)$. Lskaliert mit der Expansionsgeschwindigkeit v_{exp} des Plasmas gemäß: $L = v_{exp}\tau$, wobei für τ hier die Laserpulsdauer eingesetzt werden kann, da diese der Zeitdauer entspricht, über die der Laserpuls mit dem Plasma wechselwirkt. Eine Abschätzung der Plasmaskalierungslänge L/λ kann dann durch folgende Gleichung erfolgen [4]:

$$L = v_{exp}\tau \cong 3\left(\frac{T_e}{keV}\right)^{1/2} \left(\frac{Z_{eff}}{Z}\right)^{1/2} \tau_{fs} \text{\AA}$$
(4)

In Gl. 4 ist Z die Kernladungszahl des Materials, Z_{eff} die effektive Ladung der ionisierten Atome und T_e die sich aus der Plasmaerzeugung ergebende Elektronentemperatur.

Eine Berechnung des Plasmadichtegradienten kann numerisch mit dem Particle-in-Cell Code (PIC) erfolgen, der die Bewegung der geladenen Teilchen im Plasma simuliert [7]. In Abb. 6 sind derartige PIC-Simulationen dargestellt. Aus der PIC-Simulation folgt, dass die Resonanzabsorption bei kleinen Einfallswinkeln für größere Plasmaskalierungslängen, wie diese bei ps-Pulsdauern vorliegen, deutlich effizienter ist als bei den für fs-Pulsdauern sehr viel kleineren Plasmaskalierungslängen.



Abb. 6: Beitrag der stoßfreien Absorption für verschiedene L/λ ermittelt durch PIC-Simulationen [7].

Das sich durch die Resonanzabsorption ergebende Bremsstrahlungsspektrum kann mit der nichtrelativistischen klassischen Maxwell-Boltzmann Verteilung angepasst werden:

$$f_{Maxwell}(E)dE = \sqrt{\frac{4E}{\pi (k_B T_{hot})^3}} \cdot exp\left(-\frac{E}{k_B T_{hot}}\right)dE$$
(5)

In Gl. 5 ist T_{hot} die sich durch den Prozess der Resonanzabsorption ergebende und das Spektrum skalierende Elektronentemperatur, *E* die Photonenenergie der emittierten Röntgenstrahlung in eV und k_B die Boltzmann-Konstante. Da die Bremsstrahlung "weitgehend" der Verteilung der Elektronenenergien folgt, wird die das Spektrum skalierende Größe als "Elektronentemperatur" bezeichnet. In Abb. 7 sind exemplarisch für verschiedene Elektronentemperaturen mit Gl. 5 berechnete Bremsstrahlungsspektren bei einer Laserwellenlänge von λ = 1030 nm dargestellt.



Abb. 7: Für verschiedene Elektronentemperaturen *T*_{hot} mit Gl. 5 exemplarisch berechnete Bremsstrahlungsspektren.

Im Experiment hat sich weiterhin gezeigt, dass die Elektronentemperatur T_{hot} mit der Laserintensität / und der Laserwellenlänge \mathbb{P} gemäß $(I\lambda^2)^{1/3}$ skaliert (vergl. Abb. 8). Diese empirisch gefundene Formel konnte durch PIC-Simulationen bestätigt werden.



Abb. 8: Gemessene Elektronentemperaturen in Ultrakurzpuls-Laserexperimenten (Quadrate) und der Vergleich mit Ergebnissen aus PIC-Simulationen (gefüllte Kreise). Die experimentellen Daten wurden [8-14] entnommen.

2 Einfluss der Laser-Parameter auf die entstehende Dosisleistung beim Betrieb

2.1 Ermittlung des spektralen Röntgen-Photonenflusses für die einstellbaren Laser-Parameter (Pulsdauer, Pulsfolgefrequenz, Pulsenergie und Fokusdurchmesser)

2.1.1 Einleitung

Eine Berechnung der Dosisleistung vor und hinter einer Abschirmung setzt die Kenntnis des spektralen Photonenflusses voraus. Dieser Umstand folgt aus der Tatsache, dass die Dosisleistung, als auch die Abschirmwirkung eines Materials, letztere gegeben durch den Massenschwächungskoeffizient des Abschirmmaterials, empfindlich der von Photonenenergie abhängen. Die Berechnung der spektralen Dosisleistung aus dem spektralen Photonenfluss vor und hinter einer Abschirmung wurde exemplarisch in [15,16] vorgestellt und wird in Abb. 9 noch einmal veranschaulicht. Gezeigt ist, wie die spektrale Dosisleistung aus dem spektralen Photonenfluss berechnet werden kann. Die Umrechnung erfolgt mit Konversionskoeffizienten, die u.a. von der International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU) und der International Commission on Radiological Protection (ICRP) zur Verfügung gestellt werden [17]. Die Integration über die in Abb. 9 nur in Luft transmittierte spektrale Dosisleistung liefert die Röntgendosisleistung vor der Abschirmung. Multipliziert man die vor der Abschirmung ermittelte spektrale Dosisleistung mit der Transmission eines Abschirmmaterials und integriert über diese Verteilung, so erhält man die Röntgendosisleistung hinter der Abschirmung.



Photo Ready (RM) Abb. 9: In Luft aus dem spektralen Photonenfluss berechnete spektrale Dosisleistungen für einen Abstand von 100 mm und 420 mm zum Bearbeitungspunkt [15]. Die Röntgenspektren zur Ermittlung des spektralen Photonenflusses wurden für Wolfram mit einer Laserpulsdauer von 925 fs, einer Laserwellenlänge von 1030 nm bei einer Pulsfolgefrequenz von 400 kHz und einer Spitzen-Intensität von 2,6 × 10¹⁴ W/cm²

aufgenommen.

Wie bereits in Kapitel 1 dargestellt, kann der spektrale Verlauf der Röntgenemission in charakteristischer Weise von den in der Laser-Plasma-Wechselwirkung wirkenden physikalischen Mechanismen und den im Bearbeitungsprozess applizierten Laserparametern abhängen. Die unter kontrollierten experimentellen Bedingungen empirisch gewonnenen Skalierungsgesetze und unter idealisierten Bedingungen und stark vereinfachten Annahmen Beschreibungen (makroskopischer hergeleiteten theoretischen Ansatz, kollektive Wechselwirkungen) können dahingehend als eine erste Näherung betrachtet werden, um den spektralen Photonenfluss für eine Vielzahl der einstellbaren Laserparameter abzuschätzen. Dass es sich bei dieser Beschreibung nur um eine Abschätzung handelt, folgt auch aus der Tatsache, dass es sich beim realen Laserplasma um ein dynamisches und komplexes Vielteilchensystem handelt. Die zur Röntgenemission beitragenden Prozesse der Plasmawellenverstärkung und die Beschleunigung geladener Teilchen im Plasma sind zudem von nichtlinearer Natur, und hängen von einer Kombination verschiedener lokaler und sich stetig dynamisch ändernder Prozess- bzw. Plasmaparameter ab. Ob und inwieweit die für diese Mechanismen postulierten Skalierungsgesetze auf die Röntgenerzeugung in der Lasermaterialbearbeitung übertragen werden können, ist bisher nicht geklärt. Hier stellt sich insbesondere die Frage, ob die im Experiment mit deutlich intensiveren Laserpulsen im Vakuum beobachteten Abhängigkeiten, bzw. Skalierungsgesetze, auf die Lasermaterialbearbeitung in Luft, bei weit niedrigeren Pulsenergien im µ Bereich und weit höheren Pulsfolgefrequenzen im kHz bis GHz Bereich übertragen werden können. Weiterhin muss geprüft werden, inwieweit in dem für die Lasermaterialbearbeitung untersuchten Intensitätsbereich von 10¹³ W/cm² bis 10¹⁷ W/cm², in dem die stoßgetriebene und stoßfreie Plasma-Absorption als Konkurrenzprozesse auftreten können, die Skalierung der Röntgenemission mit dem Modell der Resonanzabsorption durch den Prozess der Stoßabsorption beeinflusst wird. Um dies zu prüfen, wurden in der Literatur verfügbare und in der Ultrakurzpuls-Lasermaterialbearbeitung bereits gemessene Datensätze zur

Spektraler Photonenfluss aus Messung

Röntgenemission ermittelt und zusammengestellt. Ergänzend dazu erfolgte eine umfangreiche Literaturrecherche zu weiteren verfügbaren Daten außerhalb der Lasermaterialbearbeitung.

2.1.2 Datenermittlung

Zur Ermittlung von Daten wurden verschiedene in der Lasermaterialbearbeitung tätige Forschungsgruppen, Hersteller von Lasermaterialbearbeitungsanlagen und industrielle Anwender im Rahmen einer Datenakquise gebeten, gemessene Daten zur Röntgenemission soweit vorhanden zur Verfügung zu stellen. Aus den auf diese Weise akquirierten Daten wurde aktuellen experimentellen Stand ein, den zur Röntgenemission in der Lasermaterialbearbeitung abbildender, Datenpool erstellt. Ergänzend dazu wurden im Rahmen dieser Datenakquise Interviews durchgeführt, in denen unter anderem die Art der experimentellen Ermittlung dieser Daten erfasst wurde. Letztere Angaben sollten eine Einordnung der Daten in das Gesamtbild und eine Bewertung der Daten hinsichtlich ihrer Validität ermöglichen. Daten wurden von der TRUMPF GmbH, der GFH GmbH, Vitesco Technologies (ehemals Continental Automotive GmbH), der Bosch GmbH, der Schott GmbH, der Hochschule Aalen, der Hochschule Mittweida und dem Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) der Universität Stuttgart zur Verfügung gestellt. Diese Daten wurden durch die an der BAM und von der PTB ermittelten Datensätze ergänzt.

Die Akquise zu bestehenden Daten in der Lasermaterialbearbeitung ergab, dass die oben genannten Entwickler und Betreiber von Lasermaterialbearbeitungsanlagen bereits umfangreiche Untersuchungen zur Röntgenemission durchgeführt haben. Gemessen wurde dabei in der Regel die Richtungs-Äquivalentdosis H'(0,07) und dafür das Ortsdosimeter OD-02 (STEP GmbH) eingesetzt. In zwei Institutionen wurden Dosisleistungen mit passiven Dosimetern ermittelt. Spektrale Messungen zur Röntgenemission erfolgten mit einem CdTe -Spektrometer (Amptek Inc.) an der BAM [15] und im Auftrag der TRUMPF GmbH in Messungen durch Herrn Prof. Dittmar (Hochschule Aalen) [18]. An der PTB wurden ergänzend dazu spektrale Messungen mit einem auf Thermolumineszenzdosimetern basierendem Wenig-Kanal-Spektrometer und mit verschiedenen Halbleiter-Detektoren durchgeführt [19]. Das Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) der Universität Stuttgart hat in Kooperation mit der GFH GmbH zudem spektrale Messungen mit einem SDD-Detektor (Silizium Drift Detektor) publiziert [20]. Aufgrund der bei diesem, auf Silizium basierenden Detektortyp stark abfallenden Quanteneffizienz für Photonenenergien größer 5 keV, konnten diese Spektren allerdings nur zur Bestimmung der spektralen Röntgenemission bei Laserintensitäten im Bereich von 10¹³ W/cm² herangezogen werden. Eine Variation der Laserparameter im Röntgenerzeugungsprozess (Pulsdauer, Fokussierung, Wellenlänge, ...) wurde von verschiedenen Einrichtungen untersucht. Eine systematische Untersuchung des Einflusses der Pulsdauer erfolgte am IFSW in Stuttgart [21] und an der GFH GmbH [22], und für eine große Bandbreite verschiedener Lasersysteme, in Einzelmessungen an der Hochschule Mittweida [23]. Eine systematische Untersuchung des Einflusses der Bearbeitungsparameter (Pulsfolgefrequenz, Versatz, Scangeschwindigkeit, ...) auf die Röntgenemission erfolgte an der BAM [24]. Vereinzelte Untersuchungen zur Pulsfolgefrequenz wurden zudem von Herrn Prof. Dittmar [18,25], und bis in den MHz Bereich von der GFH GmbH und der Hochschule Mittweida, und im Rahmen des Vorhabens von der PTB durchgeführt. Die hier zusammengestellten Daten wurden zum Teil publiziert, zum Teil als Datensatz zur Verfügung gestellt und zum Teil, da eine Validierung dieser Daten noch aussteht, nur kommuniziert. Einige Daten konnten von den Institutionen aufgrund von Vertraulichkeitsvereinbarungen nicht zur Verfügung gestellt werden.

Bei der Ermittlung von Daten durch eine Literaturrecherche ergaben sich einige wesentliche Einschränkungen hinsichtlich der Übertragbarkeit dieser Daten auf die Lasermaterialbearbeitung, die im Folgenden kurz erläutert werden sollen. Vor der rasanten Entwicklung hochrepetierender Lasersysteme für die Lasermaterialbearbeitung im letzten Jahrzehnt mussten Lasersysteme, die messtechnisch nachweisbare Röntgendosen im keV Bereich erzeugen konnten, Einzelpulsenergien im mJ bis J Bereich aufweisen. Aufgrund der zu dieser Zeit verfügbaren geringen Pulsfolgefrequenzen von 10 Hz bis zu einigen wenigen kHz, waren die für Untersuchungen und den Nachweis des Mechanismus der Röntgenerzeugung in der Laser-Material Wechselwirkung nötigen Laserintensitäten in der Regel größer als 10¹⁵ W/cm². Um optische Luftdurchbrüche und andere störende, die Strahlformung bei den hohen Intensitäten in Luft beeinflussende nichtlineare optische Effekte zu vermeiden, wurden diese Untersuchungen fast ausschließlich im Vakuum durchgeführt. Lasersysteme mit Pulsfolgefrequenzen von einigen hundert kHz bis MHz bei Pulsenergien im µJ Bereich, die eine Untersuchung dieser Phänomene ohne Luftdurchbrüche auch in Luft unter Atmosphärendruck erlauben, kamen erst mit der Entwicklung neuartiger Lasertechnologien im letzten Jahrzehnt auf (vergl. Kapitel 4). Da im Experiment bei den niedrigen verfügbaren Pulsfolgefrequenzen älterer Lasersysteme die Laser-Plasma-Wechselwirkung für Laserintensitäten kleiner 10¹⁵ W/cm² keine nennenswerten Röntgenausbeuten lieferte, und die Theorie dieses Ergebnis bei den applizierten niedrigen Pulsfolgefrequenzen erklären konnte, wurde allgemein angenommen, dass der Mechanismus der Resonanzabsorption bei Laserintensitäten unter 10¹⁵ W/cm² nicht effizient wirkt. Dementsprechend sind für Laserintensitäten im Bereich von 10¹³ W/cm² bis 10¹⁵ W/cm² nur vereinzelte Untersuchungen jüngeren Datums in der Literatur verfügbar. Trotz dieser Einschränkungen konnte aus den ermittelten Daten ein einheitliches Bild konstruiert werden. Im Folgenden werden die ermittelten Daten präsentiert und die wesentlichen Schlüsse für die Skalierbarkeit der Röntgenemission in der Lasermaterialbearbeitung in Abhängigkeit von den einstellbaren Laserparametern diskutiert.

2.2 Der spektrale Verlauf der Röntgenemission

2.2.1 Abhängigkeit des spektralen Röntgen-Photonenflusses von der Intensität und der Wellenlänge

Wie bereits erwähnt, folgt bei der Resonanzabsorption der spektrale Verlauf der Röntgenemission der nichtrelativistischen Maxwell-Boltzmann Verteilung. Sofern die, die Maxwell-Boltzmann Verteilung skalierende Elektronentemperatur *T*_{hot} bekannt ist, kann auf den spektralen Verlauf der Röntgenemission geschlossen werden. In Abb. 10 sind, zusätzlich

zu den mit Laserpulsenergien im mJ bis J Bereich gemessenen Elektronentemperaturen, weitere in der Literatur für moderate Laserpulsenergien im μ J Bereich und Pulsdauern < 1 ps verfügbare und mit unterschiedlichen Lasersystemen an unterschiedlichen Materialien gemessene Elektronentemperaturen dargestellt. Um die Literaturdaten mit den in der Lasermaterialbearbeitung in Luft gewonnenen Daten vergleichen zu können, sind in Abb. 10 weiterhin die an der BAM ermittelten Elektronentemperaturen für Wolfram eingefügt worden. Diese Elektronentemperaturen wurden auf planen, noch nicht vom Laser bearbeiteten Oberflächen, aber infolge der hohen Pulsfolgefrequenz, mit sich auf dem Werkstück räumlich überlappenden Laserpulsen ermittelt. Diese Messungen dürfen allerdings nur bedingt auf die Gesamtheit der Bearbeitungsprozesse übertragen werden, da sich durch eine sich stetig ändernde Oberflächentopographie das Heizen des Plasmas und somit auch die Elektronentemperatur ändern kann. Die Ermittlung der Elektronentemperaturen erfolgte bei den in Luft durchgeführten Messungen durch eine Anpassung der gemessenen Spektren mit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung in Gl. 5, unter Berücksichtigung der Luftabsorption, bei bekanntem Abstand zum Bearbeitungspunkt. Die Anpassung der in Abb. 10 zusammengestellten Elektronentemperaturen erfolgte mit folgender Formel [26]:

$$T_{hot} \sim 14 (I\lambda^2)^{1/3} T_c^{1/3} \tag{6}$$

wobei / die Laserintensität in Einheiten von 10^{16} W/cm² darstellt, λ die Laserwellenlänge in μ m und T_c die durch die Stoßionisation hervorgerufene Elektronentemperatur des Plasmas beschreibt. Abb. 10 zeigt, dass sich die Elektronentemperatur T_{hot} auch bei moderaten Laserpulsenergien im μ J Bereich und Pulsfolgefrequenzen von einigen 100 kHz für eine gegebene Wellenlänge mit der Größe $(I\lambda^2)^{1/3}$ skalieren lässt. Die Abbildung zeigt weiterhin, dass sich die Ergebnisse aus der Lasermaterialbearbeitung bei einer, durch den Bearbeitungsprozess nur geringfügig modifizierten Oberflächentopographie, gut in die Gesamtheit der verfügbaren Literaturdaten einordnen lassen. Wie bereits erwähnt, wurden die in der Literatur verfügbaren Daten im Vakuum bei vergleichsweise kleinen Pulsfolgefrequenzen von 10 Hz bis zu einigen kHz und Intensitäten größer 10^{15} W/cm² ermittelt. Zudem wurden diese Messungen mit wohlseparierten Laserspots bei voneinander abweichenden Einfallswinkeln durchgeführt. Hinsichtlich der experimentellen Durchführung unterscheiden sich diese Messungen somit signifikant voneinander und von den in der Lasermaterialbearbeitung üblicherweise vorliegenden experimentellen Bedingungen.



Abb. 10: In der Literatur publizierte und für verschiedene Target-Materialien bei Pulsdauern bis zu 1 ps gemessene Elektronentemperaturen [27-31]. Zum Vergleich die mit dem TRUMPF-Lasersystem bei 400 kHz gemessenen Elektronentemperaturen. Die Messungen erfolgten auf einer planen und noch nicht durch den Laser bearbeiteten Oberfläche. Außer den Messungen mit dem TRUMPF-Lasersystem (graue BAM-Datenpunkte), die an Luft erfolgten, wurden alle dargestellten Messungen im Vakuum durchgeführt.

Es zeigt sich weiterhin, dass die Elektronentemperatur und damit der spektrale Verlauf "weitgehend" unabhängig vom Target-Material und von der Pulsdauer zu sein scheinen und maßgeblich durch die Spitzen-Intensität des Lasers, also dem Verhältnis aus Laserpulsenergie und dem Produkt aus Laserpulsdauer und Fokusfläche bestimmt wird. "Weitgehend" bedeutet dabei, dass das Target-Material und die Pulsdauer in Abb. 10 eine eher untergeordnete Bedeutung, für die sich in der Laser-Plasma-Wechselwirkung ergebende Elektronentemperatur zu haben scheinen [30]. In Experimenten, die an der BAM bei Pulsfolgefrequenzen im Bereich von einigen 100 kHz und Pulsenergien im µJ Bereich durchgeführt wurden, konnte eine Abhängigkeit der Elektronentemperatur von dem bearbeiteten Material und dessen Kernladungszahl demonstriert werden [16]. Ein Vergleich der für Aluminium Bearbeitungsbedingungen bei gleichen gemessenen Faktor Elektronentemperaturen ergab um einen 1,25 geringfügig niedrigere Elektronentemperaturen im Vergleich zu den in Abb. 10 dargestellten Elektronentemperaturen für Wolfram [16]. Diese Abhängigkeit vom Material kann neben der Abhängigkeit von der Kernladungszahl auf materialspezifische thermische Eigenschaften zurückgeführt, die aufgrund der verstärkten laserinduzierten Erwärmung der Werkstückoberfläche bei hohen Pulsfolgefrequenzen an Bedeutung gewinnen und in einem späteren Kapitel tiefergehend diskutiert werden. Weiterhin konnte in den an der BAM durchgeführten Messungen eine Abhängigkeit der sich ergebenden Elektronentemperatur von dem speziellen Bearbeitungsprozess beobachtet werden [24]. Die sich in diesen Untersuchungen an verschiedenen Oberflächentopographien ergebende maximale Abweichung der Elektronentemperatur lag ebenfalls nur bei einem Faktor von ungefähr 1,25. Diese Faktoren, Material, Pulsfolgefrequenz und Oberflächentopographie, können somit zu einer geringfügigen Abweichung von der in Abb. 10 dargestellten Skalierung für Pulsdauern bis 1 ps führen. Infolge der Variationsbreite an möglichen im Bearbeitungsprozess sich stetig

Oberflächentopographien und ändernden den materialspezifischen thermischen Eigenschaften eines Werkstücks muss somit eine theoretische Abschätzung der Elektronentemperatur mit dem vorgestellten Skalierungsgesetz mit einer gewissen Schwankungsbreite erfolgen. Die sich ergebende $(I\lambda^2)^{1/3}$ - Skalierung in Abb. 10 kann aber so interpretiert werden, dass der dominierenden Parameter für die spektrale Verteilung der Röntgenstrahlung die Laserintensität ist und der Einfluss der Laserwellenlänge (bei einer Variationsbreite der Laserwellenlängen von einigen 100 nm bis etwas über 1 µm) und anderer Einflussgrößen im Vergleich zu der sich um Größenordnungen ändernden Intensität eine eher untergeordnete Rolle zu spielen scheinen. Mit Gl. 6 kann somit die Elektronentemperatur T_{hot} über einen relativ großen Intensitätsbereich, unabhängig von den Laserparametern, dem Bearbeitungsprozess und unabhängig von den Materialeigenschaften hinreichend genau abgeschätzt werden. Für längere Pulsdauern verbunden mit höheren Einzelpulsenergien oder deutlich höhere Pulsfolgefrequenzen im MHz bis GHz Bereich, die hier nicht berücksichtigt wurden, muss der in Abb. 10 markierte Bereich, für den die Elektronentemperaturen der $(I\lambda^2)^{1/3}$ - Skalierung folgen jedoch noch einmal konservativ erweitert werden, da in diesen Fällen das Laserplasma deutlich effizienter geheizt werden kann und somit auch deutlich höhere Elektronentemperaturen erzeugt werden können. Ein extremes Beispiel sind Messungen bei einer Pulsdauer von 10 ps und einer Pulsenergie von 0,5 J, die zu Elektronentemperaturen von 4,5 keV bei einer Spitzen-Laserintensität von 5×10^{13} W/cm² führten [32], bzw. Messungen bei 25 ps und 0,2 J, die Elektronentemperaturen von mehr als 7 keV bei einer Laserintensität von 5 \times 10¹⁴ W/cm² zeigten und eindeutig der Resonanzabsorption zugeordnet werden können [6]. Diese Ergebnisse zeigen, dass die in Gl. 6 vorgestellte Skalierung unter Umständen für längere Pulsdauern an die jeweilige Effizienz, mit der das Plasma geheizt wird, angepasst werden muss. Eine Abhängigkeit der Elektronentemperatur von dem Fokusdurchmesser ist nicht bekannt.

In der zitierten Arbeit von Forslund et al. [26] aus dem Jahre 1977 wurde auf der Grundlage experimenteller Daten sowohl die Abhängigkeit der Elektronentemperatur von der Laserintensität als auch die Abhängigkeit von der Laserwellenlänge untersucht. Ein extremes Beispiel für die Wellenlängenabhängigkeit wurde kürzlich von Weisshaupt et al. [33] präsentiert. In dieser Arbeit wurde die Röntgenemission mit einem 80 fs Laserpuls, einer Einzelpulsenergie von 15 mJ unter einem Einfallswinkel des Laserpulses auf das Target von 59° und 42° bei einer Laserwellenlänge von 3,9 μ m (im mittleren Infraroten) untersucht. Das resultierende Röntgenspektrum ist in Abb. 11 dargestellt. Für die untersuchten Einfallswinkel von 59° und 42° ergab sich eine Elektronentemperatur T_{hot} von 21 keV und 14 keV. Setzt man die in diesen Untersuchungen applizierten Laserparameter in Gl. 6 ein, so ergibt sich mit einer Plasma-Hintergrundtemperatur T_c von 70 eV für den Einfallswinkel von 59° bei einer etwas höheren Laserintensität ein Wert von 21 keV. Diese Messungen bestätigen in eindrucksvoller Weise die von Forslund et al. vorgestellte empirisch ermittelte Skalierung der Elektronentemperatur über einen großen Bereich von Laserintensitäten und Laserwellenlängen.



Abb. 11: Mit einer Laserwellenlänge von 3,9 μm und einer Einzelpulsenergie von 15 mJ bei einer Pulsdauer von 80 fs und einer Laserintensität von "einigen" 10¹⁶ W/cm², unter einem Einfallswinkel von 59° und 42° gemessene Röntgenemissionsspektren für Kupfer als Target-Material [33]. Die Messzeit für die Spektren betrug 2 h. Für den Winkel von 59° ergab sich eine Elektronentemperatur *T_{hot}* von 21 keV und für den Einfallswinkel von 42° eine Elektronentemperatur von 14 keV

2.2.2 Abhängigkeit des spektralen Röntgen-Photonenflusses von der Pulsenergie

Um die Dosisleistung berechnen zu können, muss neben dem spektralen Verlauf der Röntgenemission auch die Amplitude des Spektrums bekannt sein. Die Amplitude des Spektrums ist verknüpft mit der Konversionseffizienz, also dem Verhältnis aus der Summe der Energien der in der Wechselwirkung generierten Röntgenphotonen E_x zur Gesamtenergie der eingestrahlten Laserphotonen E_L . Die Gesamtenergie der eingestrahlten Laserphotonen entspricht dabei der Laserpulsenergie. Da der Mechanismus zur Erzeugung von Bremsstrahlung durch das Abbremsen energiereicher, im Laserfeld beschleunigter Elektronen im Coulomb-Feld der Atomkerne erfolgt, ist es naheliegend, wenn die Konversionseffizienz in der Laser-Material-Wechselwirkung, ähnlich wie bei Röntgenröhren mit der Amplitude des die Elektronen beschleunigenden Feldes skaliert. In diesem Fall wäre die Konversionseffizienz also, statt proportional zu der an eine Röntgenröhre angelegten Beschleunigungsspannung zu sein, proportional zur elektrischen Feldstärke des einfallenden Laserpulses und wie bei Röntgenröhren proportional zur Kernladungszahl Z der wechselwirkenden Atomkerne. Damit ergibt sich folgende Relation für die Konversionseffizienz [30,34]:

$$\frac{E_x}{E_L} \propto E_{peak} Z = \sqrt{I\lambda^2} Z \tag{7}$$

 E_{peak} steht dabei für den Maximalwert, den die elektrische Feldstärke des einfallenden Laserpulses annehmen kann. Gemäß dem Skalierungsgesetz in Gl. 7 steigt die Konversionseffizienz und die Amplitude des Röntgenspektrums somit mit der Feldstärke des einfallenden Laserpulses und mit der Kernladungszahl Z an. Stellt man diese Gleichung um, und berücksichtigt, dass die Intensität eine Funktion der Laserpulsenergie E_L ist, so erhält man für die Energie im Röntgenspektrum die folgende Beziehung:

$$E_x \propto E_L^{1,5} Z \tag{8}$$

Aus den an der BAM gemessenen Röntgenspektren konnte ein ähnliches Skalierungsgesetz für die Bremsstrahlungsphotonen evaluiert werden. In Abb. 12 sind die an der BAM an Aluminium durchgeführten Skalierungsmessungen dargestellt. Die in Abb. 12 dargestellten Ergebnisse wurden mit einem TRUMPF Lasersystem bei einer Pulsfolgefrequenz von 400 kHz, einer Pulsdauer von 925 fs und einer Wellenlänge von 1030 nm für unterschiedliche Spitzen-Intensitäten ermittelt. In den Messungen wurde bei gleichbleibender Laserstrahl-Fokussierung nur die Pulsenergie variiert. Die Messungen wurden auf einer planen und noch nicht vom Laser bearbeiteten Oberfläche unter einem Einfallswinkel von 0° durchgeführt. Da bei diesen Messungen keine charakteristische Strahlung in dem Spektralbereich > 3 keV entsteht (die K_ℝ Emissionslinie von Aluminium liegt bei 1,5 keV), wurden ausschließlich Bremsstrahlungsphotonen in der Auswertung berücksichtigt.





Die aus den spektralen Messungen ermittelten Elektronentemperaturen für Aluminium zeigen die für die Resonanzabsorption typische $l^{1/3}$ - Abhängigkeit, sind allerdings etwas kleiner als die für Wolfram ermittelten Elektronentemperaturen in Abb. 10. Der aus den Spektren im Vakuum berechnete integrierte Photonenfluss folgt einer $l^{1,7}$ - Abhängigkeit. Wird die Energie der Gesamtheit der erzeugten Röntgenphotonen aufsummiert, so erhält man eine l^2 - Abhängigkeit. Diese Skalierung weicht somit von der vorhergesagten Skalierung in Gl. 8 ab. Da in den Messungen nur die Pulsenergie variiert wurde, kann die aus den Messungen an der BAM ermittelte Skalierung der Konversion von Laserpulsenergie in Röntgenphotonenenergie auch als Funktion der Laserpulsenergie dargestellt werden und eine E_L^2 - Abhängigkeit angenommen werden. Die Skalierung mit einer E_L^2 - Abhängigkeit wurde durch eine spätere Publikation der Arbeitsgruppe, die die Skalierung in Gl. 7 eingeführt hatte, ohne Angabe experimenteller Daten mit dem Verweis auf Simulationsrechnungen bestätigt [35].

Zum Vergleich sind in Abb. 13 die in [34] zitierten Messungen dargestellt, die mit einem Ti:Saphir Lasersystem bei 120 fs, bei einer maximalen Pulsenergie von 60 mJ und einer Laserwellenlänge von 807 nm ermittelt wurden [13]. In diesen Messungen konnten

Photonenenergien bis zu einem MeV nachgewiesen werden. Röntgenstrahlung kleiner 30 keV wurde in diesen Messungen diskriminiert, so dass ausschließlich das Bremsstrahlungsspektrum für die Auswertung herangezogen wurde. Für Messungen an Tantal ergab sich bei diesen Untersuchungen die gemäß Gl. 8 erwartete $E^{1,5}$ - Abhängigkeit für die über das Bremsstrahlungsspektrum integrierte Röntgenphotonenenergie E_{x} , während sich für Messungen an Kupfer eine $E^{1,75}$ - Abhängigkeit zeigte.



Abb. 13: Röntgenausbeute in μJ/sr als Funktion der Laserpulsenergie für Kupfer (Cu) und Tantal (Ta) als Werkstoff. Die Messungen wurden mit einem Ti:Saphir Lasersystem bei 120 fs, bei einer maximalen
 Pulsenergie von 60 mJ und einer Laserwellenlänge von 807 nm ermittelt. Die roten Linien sind nachträglich eingefügte Skalierungen der Röntgenausbeute, die Skalierung von Tantal ergab eine E^{1,5}- Abhängigkeit, die Skalierung von Kupfer eine E^{1,75}- Abhängigkeit [13].

In dem Intensitätsbereich kleiner 10^{15} W/cm² und in Luft sind nahezu keine Daten publiziert worden, die eine Skalierung der Röntgenemission in Abhängigkeit von der Laserpulsenergie erlauben. Bemerkenswert sind daher die von Faenov et al. in [36] publizierten Messungen. Die in Abb. 14 dargestellten Ergebnisse wurden mit einem Thales Alpha 1000 Lasersystem bei einer Laserwellenlänge von 800 nm mit einer Pulsdauer von 100 fs und einer Pulsfolgefrequenz von 1 kHz mit Kupfer als Target-Material in Luft durchgeführt. Sie zeigen eine Skalierbarkeit des Photonenflusses in Luft in 20 cm Abstand zur Quelle mit $l^{1,7}$ für die emittierte Röntgenstrahlung > 3 keV, und somit die gleiche Skalierung, die sich auch bei den Messungen der BAM an Aluminium ergeben hat.



Abb. 14: Gemessene Röntgenausbeute für ein Cu Target in Luft. Die graue Linie ist die K_{α}-Linie, die schwarze Linie die Röntgenausbeute für Photonenenergien > 3keV. Der Detektor befand sich in den Messungen in einer Entfernung von 200 mm zur Quelle [36].

Bei den dargestellten Messungen an planen und noch nicht vom Laser bearbeiteten Oberflächen handelt es sich um eine Auswahl der wenigen publizierten Daten, mit denen das Skalierungsverhalten des Bremsstrahlungsspektrums systematisch untersucht worden ist. Der Großteil der in der Literatur verfügbaren Daten beschreibt die Erzeugung charakteristischer Strahlung, für die die Photonenausbeute um ungefähr zwei Größenordnungen größer sein kann und die in dem erfassten Spektralbereich die Konversion von Laser- in Röntgenstrahlung dominiert [37]. Die publizierten Messungen wurden in der Regel mit Laserpulsenergien im mJ bis J Bereich und p-polarisierter Laserstrahlung durchgeführt, bei Laserintensitäten deutlich über 10¹⁵ W/cm² und den damit einhergehenden und für Hochenergielaser typischen Pulsfolgefrequenzen von 10 Hz bis einigen kHz. Die Skalierung der Bremsstrahlung wurde in der Literatur der 90er Jahre sehr kontrovers diskutiert. Dies kann auch mit den im Höchstfeldlaserbereich nur schwer zu diagnostizierenden Laserparametern zusammenhängen, die aufgrund der sehr hohen Intensitäten in TW bis PW Bereich nur indirekt vermessen werden können. Das Skalierungsgesetz in Gl. 7 kann auf der Grundlage der recherchierten Daten und den an der BAM generierten Daten nur in erster Näherung als Grundlage für eine Skalierung der Amplitude des Bremsstrahlungsspektrum herangezogen werden. Stattdessen könnte im Folgenden und in Anlehnung an [35] die Skalierung mit E_{L}^{2} für zukünftige Berechnungen herangezogen werden. Ob diese Skalierung ohne Einschränkungen auch auf andere Materialien und Laserparameter und auf die Lasermaterialbearbeitung in Luft, mit einer in Abhängigkeit von der Laserpulsenergie unterschiedlich modifizierten Oberflächentopographie, übertragen werden kann, ist noch zu klären. Bei der Lasermaterialbearbeitung ist zudem zu beachten, dass bei höheren Intensitäten durch die Propagation des Laserstrahls in Luft die Fokussierung beeinflussende, physikalische Effekte auftreten können, die die in das Werkstück eingebrachte Laserpulsenergie pro Fläche erheblich mindern können, im einfachsten Fall ein Luftdurchbruch (Luftplasma), der wiederrum zu einer Defokussierung und Absorption des Laserstrahls im Luftplasma führen kann. Messungen der Intensitätsschwellen für den Luftdurchbruch als Funktion der Pulsdauer und der Intensität sind in Abb. 15 dargestellt. Man beachte, dass ein Luftdurchbruch nicht unmittelbar zu einer Minderung der auf die Werkstoffoberfläche eingebrachten Laserpulsenergie führt, wie in der Abb. 15 rechts dargestellt ist.



Abb. 15: Links: Intensitätsschwelle (hier mit Leistungsdichte *E*_s bezeichnet) für einen Luftdurchbruch in Abhängigkeit von der Pulsdauer [38-39]. Rechts: Energietransmission durch einen Luftdurchbruch für ultrakurze Pulse in Abhängigkeit von Pulsdauer und Energiedichte [39]. Beide Abbildungen wurden folgender Arbeit entnommen [40].

Ein anderer Ansatz der Skalierung des Bremsstrahlungsspektrums wurde kürzlich in [20] vorgeschlagen. In dieser Arbeit vom IFSW wurde ein vereinfachtes analytisches Modell zur Berechnung des Röntgenemissionsspektrums eines heißen Plasmas vorgestellt [41]. Die Skalierung erfolgte in dem vorgestellten Modell maßgeblich über das Produkt aus emittierendem Volumen und dem Ionisationsgrad der Ionen im Plasma. In dem vorgestellten Modell wurde der Ionisationsgrad mit der Elektronentemperatur *T_h* der heißen Elektronen im Laser-Plasma durch eine empirische Formel an die Ionisationsenergien für Wolfram [42] angepasst. Das Modell wurde mit verfügbaren Datensätzen kalibriert. Mit dieser Kalibrierung konnten auch die an der BAM gemessenen Röntgenspektren und Röntgendosisleistungen gut reproduziert werden. Die im Wechselwirkungsprozess entstehende charakteristische Linien-Strahlung wird in dem in [20] vorgestellten Modell vernachlässigt. Wie im Folgenden gezeigt wird, kann diese einen erheblichen Beitrag zu dem Röntgenemissionsspektrum und damit der Röntgendosisleistung liefern.

Für die Skalierung der charakteristischen Strahlung in der Laser-Material-Wechselwirkung kann gemäß [35] wieder eine Skalierung gemäß Gl. 7 angenommen werden, allerdings muss hierbei zusätzlich berücksichtigt werden, dass ein Elektron im Plasma eine bestimmte Energie besitzen muss, um ein gebundenes Elektron aus einer kernnahen Schale zu entfernen. Letzteres ist eine Vorrausetzung für die Erzeugung von charakteristischer Strahlung. Die sich daraus ergebende Schwellenenergie für diesen Prozess ist charakteristisch für das Material. Somit muss die energetische Verteilung der heißen Elektronen, die mit der Laserintensität skaliert, a) hochenergetisch genug sein, um ein Elektron aus einer kernnahen Schale zu stoßen, und b) in ausreichender Menge vorliegen, um diesen Prozess effizient zu gestalten. In Abb. 16 sind für verschiedene Materialien im Vakuum exemplarisch durchgeführte Röntgenemissionsmessungen bei konstanter Pulsenergie und Fokussierung, aber steigender Laserintensität dargestellt [43].



Abb. 16: K_{α} - Röntgenausbeuten für Mg, Ti, Fe, und Cu als Funktion der Laserpulsdauer bei einer konstanten Fluenz von 3,8 × 10⁴ J/cm² [43].

Aus Abb. 16 ist ersichtlich, dass sich für schwerere Elemente das Effizienzmaximum für die Erzeugung von K_{EP}- Strahlung zu kürzeren Pulsdauern, und somit höheren Laserintensitäten und damit einhergehend, bzw. zu einem energiereicheren Röntgenemissionsspektrum verschiebt (vergl. Abb. 7). In Abb. 17 ist weiterhin für die in Abb. 16 für verschiedene Materialien ermittelten optimalen Pulsdauern die K_{EP}-Erzeugung in Abhängigkeit von der Pulsenergie dargestellt. Hier zeigt sich, dass die Skalierung im Maximum der Konversionseffizienz in Abb. 17 mit zunehmender Kernladungszahl ansteigt.



Abb. 17: Änderung der K_{α}-Röntgenausbeute ($I_{K-\alpha}$) als Funktion der (I_L) bei optimierten Laserpulsdauern von 880 fs, 440 fs, 325 fs und 250 fs für Mg, Ti, Fe und Cu. [43]

Aus der Skalierung der sich in der Laser-Plasma-Wechselwirkung ergebenden charakteristischen Strahlung und Bremsstrahlung mit ähnlich hoher Potenz kann man entnehmen, dass die Röntgendosis beim Überschreiten einer Schwellintensität zu einem wesentlichen Anteil auch aus der charakteristischen Strahlung gespeist wird. Dies müsste sich im Experiment durch eine Abweichung von dem für die Bremsstrahlung ermittelten Potenzgesetz in Abb. 12, das in der doppelt-logarithmischen Darstellung durch einen linearen Verlauf repräsentiert wird, ausdrücken. Eine derartige Abweichung konnte in materialabhängigen, bei verschiedenen Laserpulsenergien durchgeführten Messungen der Richtungs-Äquivalentdosisleistung $\dot{H}'(0.07)$ bestätigt werden. Diese Messungen sind in Abb. 18 dargestellt. Während für Aluminium und Gorilla Glas, für die die charakteristische Röntgenemission keinen Beitrag zur Röntgendosisleistung liefern kann (die K_a-Emissionslinie von Aluminium liegt bei 1,49 keV, die K_β-Emissionslinie bei 1,56 keV), ein infolge der Skalierung mit einer Potenzfunktion linearer Verlauf in der doppelt-logarithmischen Darstellung beobachtet wurde, zeigt sich für Eisen und Wolfram eine deutliche Abweichung von dem linearen Anstieg, der auf die ab einer bestimmten Laserintensität verstärkt erzeugten charakteristischen Emissionslinien zurückgeführt werden kann [16]. Da die charakteristischen Emissionslinien für Wolfram im Vergleich zu Eisen deutlich höher liegen, setzt die Abweichung vom linearen Verlauf in der doppelt-logarithmischen Darstellung für Wolfram erst bei höheren Laserintensitäten ein als für Stahl. Für sehr hohe Spitzen-Intensitäten, bzw. für sehr kurze Pulsdauern und hohe Elektronentemperaturen kann die charakteristische Strahlung die Bremsstrahlung dominieren [37].



Abb. 18: Richtungs-Äquivalentdosisleistung H'(0.07) in Abhängigkeit von dem Material und der einfallenden Spitzen-Intensität [15]. Dargestellt sind Dosisleistungen von Wolfram, Stahl (S235JR) und eine Aluminium-Legierung (AlMgSi0.5). Die Messungen wurden in Luft in einem Abstand von 420 mm mit dem Ionisationskammerdosimeter OD-02 durchgeführt. Die Spitzen-Intensität wurde zwischen 2,6 × 10¹³ und 2,6 × 10¹⁴ W/cm² variiert.

2.2.3 Abhängigkeit des spektralen Röntgen-Photonenflusses von der Pulsdauer

Wie bereits in Kapitel 1.3 diskutiert wurde, hängt die Effizienz, mit der Röntgenstrahlung erzeugt wird, von der Elektronendichte im Plasma und, da dieses über den Zeitraum der Wechselwirkung expandiert, von der Laserpulsdauer ab. Die Steilheit des Plasmadichteprofils bestimmt dabei den "optimalen" Einfallswinkel für den Prozess der Resonanzabsorption. Für sehr kurze Pulsdauern im fs-Bereich ergeben sich aus dem Modell theoretische "optimale" Einfallswinkel > 90°, die im Experiment nicht realisierbar sind. Bei Einfallswinkeln < 90° kann somit, nach dem Modell der Resonanzabsorption, das Laserfeld nicht mehr optimal an geeignete Plasmafrequenzen koppeln. Da sich der "optimale" Einfallswinkel immer weiter

vom realisierbaren Einfallswinkel entfernt, wird im sub-ps-Bereich für kürzere Pulsdauern bei ansonsten gleichbleibenden Laserparametern eine Abnahme der Dosisleistung erwartet. In Abb. 19 sind für verschiedene Pulsdauern in Luft bei ansonsten konstanten Laserparametern durchgeführte Messungen der GFH GmbH [22], mit unterschiedlichen Lasersystemen bei unterschiedlichen Pulsdauern und Pulsfolgefrequenzen von 1 kHz bis 2000 kHz durchgeführte Messungen von der Hochschule Mittweida [23] und mit einer Pulsfolgefrequenz von einem 1 kHz bei verschiedenen Pulsdauern vom Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) der Universität Stuttgart [21] durchgeführte und zur Verfügung gestellte Messungen aufgetragen. Die Messdaten wurden, ohne die Luftabsorption zu berücksichtigen mit dem Abstandsquadratgesetz auf einen Abstand zum Bearbeitungspunkt von 200 mm und unter der Annahme einer linearen Abhängigkeit der Röntgendosisleistung von der Pulsfolgefrequenz auf eine Pulsfolgefrequenz von 100 kHz skaliert. Die Luftabsorption konnte bei dieser Skalierung nicht berücksichtigt werden, da die spektrale Dosisleistung in diesen Messungen nicht untersucht wurde. Ergänzend dazu sind ausgewählte skalierte Messungen der BAM [15] und Messungen der PTB dargestellt [19]. Das sich aus dieser Zusammenstellung ergebende Gesamtbild zeigt im sub-ps-Bereich bei konstanter Intensität deutlich eine Abnahme der Dosisleistung mit abnehmender Laserpulsdauer. Das Maximum der Konversion in Röntgenstrahlung wird in dieser Zusammenstellung bei einer Pulsdauer von 1 ps beobachtet. Insgesamt kann aus dieser Darstellung verlässlich geschlossen werden, dass für sehr kurze Laserpulsdauern die Schwellintensität zur Einhaltung der Grenzwerte im Strahlenschutz deutlich höher angesetzt werden kann als für längere Pulsdauern.



Abb. 19: Mit dem OD-02 von verschiedenen Institutionen an verschiedenen Materialien durchgeführte und zur Verfügung gestellte Messungen der Richtungs-Äquivalentdosisleistung H'(0,07). Die Messungen wurden ohne eine Berücksichtigung der Luftabsorption mit dem Abstandsquadrat auf einen Abstand von 200 mm zum Bearbeitungspunkt und auf eine Pulsfolgefrequenz von 100 kHz skaliert.

Eine ergänzend zur Datenakquise durchgeführte Literaturrecherche lieferte die in Abb. 20 dargestellten, in Vakuum an Kupfer, Stahl (links) und Silizium (rechts) in einem Intensitätsbereich von 5×10^{13} W/cm² bis 5×10^{16} W/cm² und in einem Abstand von 200 mm gemessenen Dosisleistungen [44]. Die Dosisleistungen in Abb. 20 sind über der Leistung pro Puls aufgetragen, wobei in der Vertikalen jeder Messwert einer konstanten Laserpulsenergie entspricht. Die Messungen wurden bei Laserpulsdauern von 200 fs, 1,5 ps und 6 ps durchgeführt. Die roten, in Abb. 20 (links) eingefügten senkrechten Geraden entsprechen dabei gleichen Intensität mit der Pulsdauer bis zu einer maximalen Pulsdauer von 6 ps signifikant ansteigt, während bei konstanter Laserpulsenergie (bzw. Fluenz) nur ein schwacher Abfall der Dosisleistung mit ansteigender Laserpulsdauer zu beobachten ist.



Abb. 20: Abhängigkeit der Röntgenemission von der Pulsdauer [44]. Die Messungen wurden in 200 mm Abstand mit einem mit einer ZnS (Ag) -Schicht verbundenem Plastikszintillator (Münchener Apparatebau MAB 604) durchgeführt. Links sind Messungen an Kupfer (Dreiecke) und Stahl (Kreise) dargestellt, rechts Messungen an Silizium. Die Messungen wurden bei Laserpulsdauern von 200 fs, 1,5 ps und 6 ps bei einer Laserwellenlänge von 780 nm durchgeführt.

2.2.4 Abhängigkeit des spektralen Röntgen-Photonenflusses vom Fokusdurchmesser

Messungen bei unterschiedlichen Fokusdurchmessern und gleichbleibender Spitzen-Intensität wurden von Herrn Prof. Dittmar im Auftrag der TRUMPF GmbH durchgeführt. Für diese Messungen wurden verschiedene Fokussierungsoptiken genutzt und die Laserpulsenergie an den sich jeweils ergebenden Fokusdurchmesser so angepasst, dass die Spitzen-Intensität konstant gehalten wurde. Diese Spitzen-Intensität in den Messungen betrug 2,49 x 10¹³ W/cm². In Abb. 21 sind diese Messungen der Dosisleistung bei konstanter Intensität über dem Fokusdurchmesser dargestellt. Die Ergebnisse zeigen einen linearen Zusammenhang zwischen der gemessenen Dosisleistung und der Fokusfläche. Diese Ergebnisse sind plausibel, wenn man bedenkt, dass das Laserplasma während der sehr kurzen, durch die Laserpulsdauer im fs- bis ps-Bereich gegebenen, Interaktionszeit kaum Zeit hatte zu expandieren. Daher sollte das Plasma einer flachen auf der Oberfläche des Targets liegenden Scheibe ähneln. Die Fläche, die Röntgenstrahlung emittiert, sollte somit ungefähr der Fokusfläche entsprechen. Eine Re-Absorption der emittierten Röntgenstrahlung durch die Plasmawolke der Vorgängerpulse kann vielleicht erklären, warum die Dosisleistung nur mit einem Faktor 0,92 zum Fokusdurchmesser ansteigt. Dass die Gerade in Abb. 21 nicht durch den Nullpunkt geht, lässt sich vielleicht darauf zurückführen, dass ein gewisser Teil der Pulsenergie vorerst für die Plasmaerzeugung konsumiert wird, bevor die verbleibenden Pulsenergie zur Erzeugung der Röntgenstrahlung durch eine Wechselwirkung mit dem Laserplasma beitragen kann. Ein damit verbundener Einbruch der Konversionseffizienz bei sehr kleinen Fokusdurchmessern wurde auch von den Herstellern der Lasermaterialbearbeitungsanlagen beobachtet und kommuniziert.



Abb. 21: Gemessene Dosisleistung als Funktion der Fokusfläche von G. Dittmar, U. Sailer (TRUMPF GmbH), et al. [25]. Die Messungen wurden in einem Abstand von 200 mm bei konstanter Spitzen-Intensität von 2,49 x 10^{13} W/cm² mit verschiedenen Fokusdurchmessern durch den Einsatz verschiedener Fokussierungsoptiken unter Anpassung der Laserpulsenergie bei einer Laserpulsdauer von 925 fs und einer Pulsfolgefrequenz von 400 kHz realisiert.

2.2.5 Abhängigkeit des spektralen Röntgen-Photonenflusses von der Pulsfolgefrequenz

Die Amplitude des Röntgenemissionsspektrums ist auch von der Pulsfolgefrequenz f des verwendeten Lasersystems abhängig. Dies ist leicht zu verstehen, wenn man bedenkt, dass umso mehr Pulse mit gleicher Laserpulsenergie pro Zeitintervall auf das Werkstück fallen auch umso mehr Röntgenstrahlung erzeugt wird. Dabei kann von einer linearen Abhängigkeit zwischen der generierten Röntgendosisleistung und der applizierten Pulsfolgefrequenz ausgegangen werden, sofern keine von der Pulsfolgefrequenz abhängigen und die Dosis

erhöhenden oder erniedrigenden Mechanismen eine Rolle spielen. Ersteres wäre z.B. eine Wechselwirkung des Laserpulses mit dem Plasma des Vorgängerpulses oder eine Akkumulation der durch die vorhergehenden Laserpulse in das Werkstück eingebrachten Wärme. Die durch die Vorgängerpulse eingebrachte Wärme kann mit dem Deponieren von Laserpulsenergie im Werkstück gleichgesetzt werden. Eine bei höheren Pulsfolgefrequenzen im Bereich von einigen 100 kHz einsetzende Akkumulation von Wärme im Werkstück kann aus an der BAM durchgeführten Untersuchungen hergeleitet werden [24]. Bei diesen Untersuchungen zeigte sich, dass sofern sich die einfallende Laserpulsenergie über eine größere Fläche verteilen kann, wie das z.B. beim schrägen Einfall der Fall ist, die Dosisleistung kaum oder gar nicht von der Pulsfolgefrequenz abhängt. Beobachtet wurde dieser Effekt indirekt beim Schreiben von Grabenstrukturen, bei dem sich die deponierte Laserpulsenergie über die schrägen Grabenwände und somit, im Vergleich zur flächigen Bearbeitung, über eine weit größere Fläche verteilen konnte. Bei der flächigen Bearbeitung zeigte sich dagegen ein Anstieg der Dosisleistung mit steigender Pulsfolgefrequenz. In Abb. 22 sind diese Untersuchungen dargestellt. Die Oberflächentopographie wurde bei diesen Untersuchungen durch eine Variation des Abstandes parallel durchgeführter Linienscans realisiert. Für einen Abstand von 20 µm wurden mit einem Laserfokusdurchmesser von 10 µm tiefe, wohlseparierte Gräben geschrieben, während mit zunehmender Überlappung der Linienscans die resultierende Oberflächenstruktur zunehmend abgeflacht wurde (vergl. Abb. 24).



Abb. 22: Maximale Oberflächendosen H'(0.07) pro Laserpuls für Wolfram, bearbeitet mit unterschiedlichen Pulsfolgefrequenzen für verschiedene Abstände in einem Feld parallel geschriebener Linien (in der Abbildung mit inter-line distance bezeichnet) [24]. Die Abstände zwischen den Linien betrugen 5 μ m, 10 μ m, und 20 μ m, bei einem Fokusdurchmesser von 10 μ m, einem Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Laserpulsen (in der Abbildung mit intra-line distance bezeichnet) von 2,5 μ m bei einer Spitzen-Intensität von 2,6 × 10¹⁴ W/cm².

Eine ausbleibende Abhängigkeit der Dosisleistung von der Pulsfolgefrequenz sollte allerdings nicht so interpretiert werden, dass bei der Bearbeitung schräger Oberflächen, wie das beim Laserdrehen, dem Laser-Schneiden oder beim Oberflächenabtrag an schrägen Kanten der Fall ist, die Dosisleistung unabhängig von der Pulsfolgefrequenz des Lasers ist, sondern dass in diesen Fällen diese Abhängigkeit erst bei höheren Laserpulsenergien auftritt. Die Untersuchungen zeigen somit, dass nicht die Intensität des Laserstrahls sondern die Bestrahlungsstärke, also die unter Berücksichtigung des Einfallswinkels pro Flächeneinheit auf das Werkstück einfallenden Laserpulsenergie die maßgebliche Größe für die Abschätzung der zu erwartenden Dosisleistung ist. Die Intensität ergibt sich, unabhängig vom Einfallswinkel, durch die Fokussierungsoptik und dem sich aus der Fokussierung ergebenden Durchmesser des Laserstrahls in der Fokusebene. Da sich im realen Bearbeitungsprozess die Oberflächentopographie in unvorhersehbarer Weise ständig ändert, ist eine Abschätzung der dem Wechselwirkungsprozess zugrunde liegenden Bestrahlungsstärke allerdings schwierig. Die Ergebnisse in Abb. 22 zeigen auch, dass im schrägen Einfall bei deutlich geringeren Bestrahlungsstärken, selbst vergleichsweise kleine Pulsfolgefrequenzen im Bereich von einigen 10 kHz vergleichsweise hohe Dosisleistungen pro Puls generieren können. Weiterhin zeigen simultan zu den in Abb. 22 dargestellten Dosismessungen durchgeführte spektralen Röntgenmessungen, dass bei schrägem Einfall auch höhere Elektronentemperaturen und damit vermehrt höher-energetische Strahlung erzeugt wird, diese allerdings unabhängig von der Pulsfolgefrequenz des Lasers ist. Die sich aus den spektralen Messungen in Abhängigkeit von der Pulsfolgefrequenz und der Oberflächentopographie für wohl separierte und überlappende Linienscans ergebenden Elektronentemperaturen sind in Abb. 23 dargestellt.



Abb. 23: Ermittelte Elektronentemperaturen für sequenziell durchgeführte Linienscans in einem Abstand von 20 μm für das Schreiben von Gräben und 10 μm für den flächigen Abtrag. Der Fokusdurchmesser betrug in den Messungen 10 μm [24].

Zusammenfassend kann man feststellen, dass die Pulsfolgefrequenz zu einer Akkumulation von Wärme im Target führen kann, was anscheinend den Plasmabildungsprozess begünstigt. Da eine Akkumulation von Wärme in der Mikromaterialbearbeitung u.a. wegen der Schmelzbildung nicht erwünscht ist, sollte dieser Prozess nur eine untergeordnete Rolle spielen, wenn eine hohe Präzision im Bearbeitungsprozess realisiert werden soll. Anders verhält es sich, wenn ein Prozess auf maximalem Abtrag optimiert wird. Hier spielen durch Schmelzprozesse hervorgerufene unpräzise Abtragergebnisse eine untergeordnete Rolle.

Die in diesem Kapitel bisher zur Abhängigkeit der spektralen Emission von der Pulsfolgefrequenz des Lasers vorgestellten Messungen sind bei einer Pulsfolgefrequenz von 400 kHz durchgeführt worden. Wie bereits erwähnt, kann eine weitere Erhöhung der Pulsfolgefrequenz des Lasers in den MHz bis GHz Bereich zu einer Wechselwirkung des einfallenden Laserpulses mit dem Laserplasma des Vorgängerpulses führen. Dies folgt aus der Lebensdauer des thermischen Hintergrundplasmas, die im ns bis µs Bereich liegen kann [5]. Derartig hohe Pulsfolgefrequenzen können u.a. im sogenannten "Burst-Modus" realisiert werden, auf dessen Erzeugung und Anwendung in einem späteren Kapitel noch einmal näher eingegangen wird. Für die Laser-Plasma-Wechselwirkung sind Pulsfolgefrequenzen im MHz bis GHz-Bereich insofern von Bedeutung, als dass der zeitliche Versatz (zwischen dem das Plasma erzeugenden Laserpuls und dem mit dem Plasma wechselwirkenden nachfolgenden Laserpuls) dem Plasma erlaubt zu expandieren. Somit wird, in der Annahme, dass der Mechanismus der Resonanzabsorption die Erzeugung der Röntgenstrahlung im keV-Emissionsbereich dominiert, dem nachfolgenden Laserpuls ein Elektronendichtegradient zur Verfügung gestellt, der unter Umständen die Einkopplung von Laserpulsenergie bei einem gegebenen Einfallswinkel des Laserpulses in das Plasma begünstigen kann. Dabei kann sich der "optimale" Einfallswinkel für die Resonanzabsorption, der durch den Gradienten der Elektronendichteverteilung bestimmt wird, zu kleineren Winkeln verschieben und so selbst beim flächigen Materialabtrag die Heizung des Plasmas optimieren. Während dieser Effekt für Laserpulsdauern im ps Bereich von geringerer Bedeutung sein wird, kann dies für Pulsdauern im sub-ps-Bereich aufgrund der höheren Laserintensitäten zu einer deutlich effizienteren Heizung des Laserplasmas und deutlich höheren Elektronentemperaturen führen. In der Höchstfeldlaserphysik wird dieser Effekt genutzt, um mit fs-Laserpulsdauern hochenergetische Röntgenemission zu erzeugen. Um das für die Resonanzabsorption bei fs-Pulsdauern für eine Kopplung mit dem Laserfeld viel zu steile Plasmadichteprofil abzuflachen, sogenannte "Vorpulse" mit Pulsdauern im psbis ns-Bereich werden im Plasmaerzeugungsprozess genutzt und der eigentliche die Röntgenemission erzeugende Laserpuls zeitlich verzögert eingestrahlt. Um die zeitliche Kopplung zwischen Vorpuls und Nachpuls zu realisieren, wird dabei ein energiereicher fs-Puls in einen energieschwachen Laserpuls und einen energiereichen Laserpuls aufgeteilt, und der energiereiche Laserpuls über eine Verzögerungsstrecke auf das durch den energieschwachen Laserpuls erzeugte Laserplasma gelenkt. Auf diese Weise können Photonenenergien im MeV Bereich erzeugt werden [45]. Sofern ein Laser aufgrund seiner Justage oder Konstruktion schon Vorpulse aufweist, die z.B. bei der Auskopplung eines Einzelpulses aus einem Pulszug durch eine unvollkommene Unterdrückung der restlichen Pulse entstehen können (dieses Intensitätsverhältnis wird auch Kontrast des Laserpulses genannt), kann dieser Effekt auch unbeabsichtigt auftreten.

3 Einfluss der Bearbeitungs- und Materialparameter auf die entstehende Dosisleistung beim Betrieb

3.1 Übersicht über die im realen Betrieb in Abhängigkeit von den Bearbeitungsparametern entstehende Dosisleistung

Abgesehen von den Laserparametern ist die Röntgenemission in der Lasermaterialbearbeitung von der Einstrahlgeometrie und somit von den realen, die Oberflächentopographie stetig beeinflussenden Bearbeitungs- oder Scanparametern im Bearbeitungsprozess abhängig. Die Einstrahlgeometrie ist in diesem Sinne durch die im Bearbeitungsprozess kontinuierlich modifizierte Oberflächentopographie des Werkstücks definiert. Der Oberflächengradient an der Stelle des bearbeiteten Werkstückes, auf die der nächste Laserpuls trifft, wird dabei im Wesentlichen durch die räumliche Überlappung (im Folgenden auch "Versatz" genannt) der Laserpulse auf dem Target während des Abtrags bestimmt. Die räumliche Überlappung der Laserpulse auf dem Target folgt für eine gegebene Pulsfolgefrequenz aus der Bearbeitungs- bzw. Scangeschwindigkeit. Die Scangeschwindigkeit ist die Geschwindigkeit, mit der der gepulste Laserstrahl über das Werkstück geführt wird. Für eine gegebene Pulsfolgefrequenz werden bei größerer Überlappung zweier Laserpulse oder kleinerem Versatz deutlich steilere und tiefere Strukturen auf der Oberfläche erzeugt als bei kleinerer Überlappung. Die sich während der Bearbeitung ergebende Oberflächentopographie hängt dabei zudem von dem speziellen Bearbeitungsprozess (Bohren, Schneiden, Abtragen, Fräsen, ...) ab. Bei einem gleichmäßigen Oberflächenabtrag, wie z.B. beim Fräsen, wird die Einstrahlgeometrie hauptsächlich durch den Einfallswinkel des Laserstrahls auf das Werkstück und weniger durch die im Bearbeitungsprozess transient modifizierte Oberfläche des Werkstücks bestimmt. Wenn tiefere Oberflächentopographien gefertigt werden, wenn z.B. Löcher gebohrt werden, Blech geschnitten wird oder eine Nut gestochen wird, können dagegen steile Oberflächengradienten in Form von Kanten auftreten. Allerdings kann bei diesen Bearbeitungsprozessen ab einer bestimmten Strukturtiefe mit einer Abschirmung der Röntgenstrahlung durch das umgebende Material des Werkstücks gerechnet werden. Beim Laserdrehen, dem Bearbeiten schräger Kanten und flächigen Fräsen kann eine derartige Abschirmung jedoch weitgehend ausgeschlossen werden.

Der Einfluss der Bearbeitungsparameter auf die entstehende Röntgenemission wurde an der BAM untersucht [24]. Messungen der Dosisleistung bei realen industriell genutzten Bearbeitungsparametern wurden von der GFH GmbH vorgestellt [46,47]. In den Messungen an der GFH GmbH wurde über einen realen Bearbeitungsprozess die entstehende Dosisleistung mit einem Ionisationskammerdosimeter (OD-02) als Funktion der Zeit aufgezeichnet. Weitere in Abhängigkeit von den Bearbeitungsparametern durchgeführte Untersuchungen sind derzeit nicht verfügbar. Bei den an der BAM durchgeführten Untersuchungen zeigte sich, dass beim Einfall des Laserstrahls auf eine Oberfläche mit lokal steil abfallender Topographie, bzw. bei größeren Einfallswinkeln, deutlich höhere Röntgendosen erzeugt werden können als bei ebenen Oberflächen, wie diese bei einem nahezu gleichmäßigen Abtrag der Werkstückoberfläche vorliegen. An der BAM wurden zwei sich im Bearbeitungsprozess ergebende Oberflächentopographien untersucht, die als Extremfälle aufgefasst werden können. Zum einen das Schreiben von grabenartigen Strukturen, bei denen eine Abschirmung durch das umgebende Material durch eine geeignete Wahl der Beobachtungsrichtung weitgehend vermieden werden kann, und zum anderen das Schreiben von nahezu ebenen Strukturen, die sich aus einem flächigen Abtrag ergeben. Beide Strukturtypen sind in Abb. 24 dargestellt und wurden mit unterschiedlichen Abständen zwischen sukzessiv durchgeführten parallelen Linienscans realisiert (in Abb. 24 sind diese Abstände mit "inter-line distance" bezeichnet).

Die in Abb. 24 dargestellten Topographien wurden unter einem Einfallswinkel von 0° zur Werkstückoberfläche und einem Fokusdurchmesser von 10 μ m, bei einer Pulsfolgefrequenz von 400 kHz, einer Bearbeitungsgeschwindigkeit (Scangeschwindigkeit) von einem 1 m/s und einer sich daraus ergebenden räumlichen Überlappung der Laserpulse (Versatz) von 2,5 μ m bei einer Einzelpulsenergie von 100 μ J und einer Pulsdauer von 925 fs mit einer
Laserwellenlänge von 1030 nm realisiert. In Abb. 24 ist die über den Bearbeitungsprozess entstehende gemittelte Röntgendosisleistung pro Puls für einzelne sich bei mehrfachem Überschreiben ergebende Scans dargestellt. Dabei zeigt sich für die grabenartigen Strukturen eine mit zunehmender Grabentiefe ansteigende Röntgendosisleistung, die ab einer gewissen Strukturtiefe wieder abfällt und durch das umgebende Material abgeschirmt zu werden scheint. Bei der flächigen Bearbeitung hingegen folgt die Röntgendosisleistung mehr oder weniger der Kaustik (der Einhüllenden des fokussierten Laserstrahles), also dem Strahldurchmesser auf dem Werkstück und somit der applizierten Bestrahlungsstärke, die bei einem senkrechten Einfall in der Fokusebene der Intensität des Laserstrahls gleichgesetzt werden kann.



Abb. 24: Oben: WLIM (Weißlichtinterferenz-Mikroskopie) Topographie einer bearbeiteten Probe aus Wolfram in der Draufsicht und ein Foto der bearbeiteten Wolframprobe rechts. In dem WLIM Bild sind die Bearbeitungsparameter Versatz und Linienabstand illustriert. Links unten: WLIM Topographien von Wolfram, bearbeitet mit einer Pulsfolgefrequenz von 400 kHz und einem Abstand zwischen parallel geschriebenen Linien von 10 µm (oben) bzw. 20 µm (unten), einem Fokusdurchmesser von 10 µm, bei einer Scangeschwindigkeit von 1 m/s und einer Spitzen-Intensität von 2,6 × 10¹⁴ W/cm². Rechts unten: Die pro Scandurchlauf bei mehrmaligem Überschreiben der im linken Bild dargestellten Strukturen sich ergebende Richtungs-Äquivalentdosis H'(0,07) pro Laserpuls. Die Messung der Röntgendosis wurde mit einem OD-02 lonisationskammerdosimeter in einem Abstand von 420 mm zum Bearbeitungspunkt durchgeführt.

Bei polarisationsabhängigen Untersuchungen an grabenartigen Strukturen, dargestellt in Abb. 25, zeigte sich, dass der Polarisationszustand des einfallenden Laserstrahls einen erheblichen Einfluss auf die entstehende Röntgendosisleistung hat. So wurde für ein parallel zur Scanrichtung, also in Richtung der Grabenstruktur polarisiertes Laserfeld im Vergleich zu dem um 90° gedrehten und somit senkrecht zur Grabenstruktur ausgerichteten Polarisationszustand eine um einen Faktor zwei höhere Dosisleistung gemessen. Als Erklärung für dieses Phänomen wurde der von der Polarisation bestimmte winkelabhängige, durch die Fresnel-Gleichungen gegebene Reflexions- und Absorptionsgrad des Laserstrahls, und/oder die, entsprechend dem Mechanismus der Resonanzabsorption, winkelabhängige Absorption der Laserstrahlung durch das Plasma herangezogen. Die von der Laserstrahlung von dem Einfallswinkel abhängige Reflexion, bzw. Absorption der Laserstrahlung von der Werkstückoberfläche trägt dabei vermutlich initial zur Erzeugung des Laserplasmas bei, während die Erzeugung der ionisierenden Strahlung maßgeblich und nachfolgend von der Effizienz bestimmt wird, mit der die Laserstrahlung durch das Plasma absorbiert werden kann.



Abb. 25: Richtungs-Äquivalentdosis *H*′(0.07) pro Puls für Wolfram, bearbeitet mit einem Abstand von 20 μm zwischen parallel geschriebenen Linien in Abhängigkeit vom Winkel der linear polarisierten Laserstrahlung relativ zur Scanrichtung [24]. Die Messungen wurden mit einem OD-02 Ionisationskammerdosimeter bei einer Entfernung von 420 mm zum Bearbeitungspinkt durchgeführt, bei einer Pulsfolgefrequenz des Lasers von 400 kHz, einer Scangeschwindigkeit von 1 m/s einer Spitzen-Intensität von 2,6 × 10¹⁴ W/cm².

Wie bereits in Kapitel 1.2 beschrieben, muss bei dem für die Röntgenentstehung identifizierten Mechanismus der Resonanzabsorption für eine effiziente Einkopplung von Laserpulsenergie in das Plasma die elektrische Komponente des Laserfeldes in Richtung des Plasmagradienten schwingen. Für den Fall der Grabenstruktur wird somit für einen Polarisationszustand in Längsrichtung des Grabens ein eher geringerer Einfluss der Grabenwände auf die erzeugte Röntgendosisleistung erwartet. Da die Absorption durch das Laserplasma zudem für die untersuchte Laserpulsdauer bei größeren Einfallswinkeln effizienter ist, führen steilere lokale Oberflächengradienten parallel zum linearen Polarisationszustand des einfallenden Laserpulses zu einer erhöhten Röntgenemission. Infolgedessen sollte sich für einen größeren Überlapp zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen und einer daraus folgenden steileren Abtragkante am Grabenboden, ein steilerer Gradient der mit dem Laserstrahl wechselwirkenden Werkstückoberfläche und damit eine höhere Röntgendosisleistung ergeben. Der Bezug des Polarisationszustandes zu der, vom einfallenden und reflektierten Teilstrahl aufgespannten Reflexionsebene ist insofern von Bedeutung, als dass dieser nicht gleichzusetzen ist mit dem Polarisationszustand des einfallenden Laserpulses, sondern sich auf den die Reflexionsebene definierenden lokalen Oberflächengradienten im dreidimensionalen Raum bezieht. Infolgedessen muss in der Berechnung des Reflexionsgrades, bzw. des Absorptionsgrades für jeden Punkt auf der Werkstückoberfläche, bzw. für jeden Teilstrahl eines den Laserstrahl aufspannenden Strahlenbündels der Polarisationszustand auf die durch die Reflexionsebene definierten Polarisationszustände projiziert werden. In der Regel wird der Polarisationszustand des einfallenden Laserstrahls bezogen auf den lokalen Oberflächengradienten somit sowohl Anteile von linear s-polarisiertem als auch linear p-polarisiertem Laserlicht aufweisen. Da die im Bearbeitungsprozess sich stetig verändernde Topographie somit nicht analytisch abgebildet werden kann, muss eine Berechnung des im Bearbeitungsprozess erfolgten Abtrags, bzw. der dabei entstehenden ionisierenden Strahlung durch Simulationsrechnungen erfolgen.

In Anbetracht eines mit dem Überlapp ansteigenden Gradienten der mit dem Laserstrahl wechselwirkenden Oberfläche des Werkstücks war es überraschend, dass in den an der BAM durchgeführten Messungen bei einer Verkürzung des räumlichen Abstandes zwischen zwei aufeinanderfolgenden Laserpulsen auf dem Werkstück, und den sich damit ergebenden deutlich steileren lokalen Oberflächengradienten, die gemessene Röntgendosisleistung mehrere Maxima als Funktion des Abstandes der Laserpulse auf dem Werkstück aufwies [24]. In Abb. 26 ist die aus den Messungen ermittelte maximale Dosisleistung pro Laserpuls als Funktion des Versatzes dargestellt. Der Abstand zwischen den Linien betrug bei diesen Messungen 10 µm (flächige Bearbeitung/Fräsen) und 20 µm (Grabenstrukturen/Schneiden) bei einem Fokusdurchmesser von 10 µm. Der in Abb. 26 für die Richtungs-Äquivalentdosis H'(0,07) ermittelte Maximalwert der Röntgenemission wurde je nach dem räumlichen Versatz im ersten Scan oder erst nach einer gewissen, reproduzierbaren Anzahl an Scans erreicht. Bei mehrfachen Scans wurden die Linien auf dem Werkstück mit identischen Einstellungen der Scanparameter überschrieben und für Laserparameter und den jeweiligen Überschreibvorgang die Röntgendosis ermittelt. Während bei allen anderen in Abb. 26 dargestellten Versatzen sich der Maximalwert der Röntgendosis bei einem Linienabstand von 20 µm (Grabenstruktur) im ersten Scan ergab, waren für einen Versatz von 2,5 µm 3 bis 5 Scans erforderlich, um den Maximalwert zu erreichen. Nachdem der Maximalwert unabhängig von der Anzahl der Scans erreicht war, fiel in den Folgescans die gemessene Richtungs-Äquivalentdosis wieder deutlich ab. Dieser Sachverhalt zeigt sich auch in den Messungen in Abb. 24. Ähnliche Erfahrungen wurden von der PTB berichtet, die in ihren Messungen [19] beim "Einstechvorgang" einen starken Anstieg der Röntgendosisleistung beobachtete, und einen Abfall der Dosisleistung in der weiteren Bearbeitung. Im Vergleich dazu wurde bei den in Abb. 26 für einen Linienabstand von 10 μm (flächige Bearbeitung) dargestellten Messungen die maximale Röntgendosisleistung pro Puls erst dann beobachtet, wenn infolge des wiederholten Abtrags die Werkstoffoberfläche mit der Fokalebene des einfallenden, im Raum fixierten, Laserstrahls übereinstimmte.



Abb. 26: Richtungs-Äquivalentdosis *H*′(0,07) pro Laserpuls für Wolfram, bearbeitet mit unterschiedlichem räumlichen Versatz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Laserpulsen (in der Abbildung mit intra-line separation bezeichnet). Die roten Messpunkte entsprechen einem Abstand von 20 μm zwischen parallel in einem Bearbeitungsfeld sukzessiv durchgeführten Linienscans (in der Abbildung mit inter-line distance bezeichnet), bei den grauen Messpunkten betrug der Abstand zwischen den Linien 10 μm. Die Messungen wurden bei einer Pulsfolgefrequenz von 400 kHz, einem Fokusdurchmesser von 10 μm und einer Spitzen-Intensität im Maximum von 2,6 × 10¹⁴ W/cm² durchgeführte.

Interessanterweise zeigen beide Bearbeitungsschritte (das Grabenschreiben und der flächige Abtrag) in Abb. 26 eine ähnlich modulierte mit dem Versatz zwischen den aufeinanderfolgenden Pulsen auf dem Target sich ändernde Röntgendosisleistung, so dass der Verdacht naheliegt, dass es sich bei diesen Maxima um eine Wechselwirkung des Laserstrahls mit charakteristischen Merkmalen der Oberflächentopographie, wie z.B. dem Grabenboden oder den Grabenwänden, und/oder es sich um eine durch Mehrfachreflexionen verstärkte Röntgenemission handelt. Dabei wird angenommen, dass bei steileren Oberflächentopographien oder kleineren Versatzen die Anzahl der Mehrfachreflexionen zunimmt. Da die Oberflächentopographie mit der Anzahl der Scandurchläufe steiler wird, konnte sich die im Experiment beobachtete, durch Mehrfachreflexionen generierte maximale Dosisleistung bei einem Versatz von 2,5 µm erst nach mehreren Scandurchläufen ergeben. Da in den Messungen die Röntgendosisleistung für einen Versatz von 2,5 µm nach dem dritten bis fünften Scan wieder abnahm, kann weiterhin angenommen werden, dass mit zunehmender Grabentiefe der Raumwinkel des vom Detektor wahrgenommenen Röntgenstrahlungsfeldes durch das umgebende Grabenmaterial reabsorbiert, bzw. der detektierte Raumwinkel zunehmend eingeschränkt wird. Aus der Winkelabhängigkeit der Resonanzabsorption folgt, dass die Plasmaabsorption bei den gegebenen Laserparametern mit steilerem Grabenprofil zunimmt, und aus der Polarisationsabhängigkeit folgt, dass die Röntgenemission verstärkt vom Grabenboden erfolgt. Die Re-Absorption kann somit auch den Abfall der Dosisleistung zu kleineren Versatzen mit zunehmender Grabentiefe erklären, die bei einem Versatz von 1,9 µm bereits nach dem ersten Scan zu einem Abfall der Dosisleistung führte. Diese Annahmen konnten durch ein im Rahmen des Vorhabens durchgeführtes Ray-Tracing an, auf der Grundlage von WLIM Daten berechneten, Grabenprofilen bestätigt werden. Derartige Berechnungen für alle möglichen in der Lasermaterialbearbeitung verwendeten Scanund Laserpulsparameter, als auch abweichenden

Fokussierungsbedingungen durchzuführen, ist aufgrund der Komplexität und der Vielfalt der im Bearbeitungsprozess potenziell möglichen transienten Oberflächentopographien und des dafür benötigten Zeitaufwandes praktisch nicht umsetzbar. Es können aber folgende grundlegende Aussagen formuliert werden:

- 1. Eine durch die Oberflächentopographie hervorgerufene Mehrfachreflexion kann die erzeugte Röntgendosisleistung vervielfachen.
- Steile lokale Oberflächengradienten können die entstehende Röntgendosisleistung bei Laserpulsdauern < 1 ps, unabhängig von einer Mehrfachreflexion, auch bei senkrechtem Einfall des Laserpulses auf das Werkstück um ein Vielfaches erhöhen.
- 3. Da mit abnehmendem Versatz zweier Laserpulse auf dem Werkstück auch die Tiefe der Oberflächenstruktur zunimmt, ist mit abnehmendem räumlichem Versatz zwischen aufeinanderfolgenden Laserpulsen eine Abschirmung des entstehenden Röntgen-Strahlungsfeldes durch das umgebende Material zunehmend wahrscheinlich, und somit ein Abfall der detektierbaren Röntgenemission, ähnlich wie beim Bohren, zu erwarten.
- 4. Für steile Oberflächentopographien, bei denen umgebendes Material die entstehende Röntgenemission nicht abschirmen kann, wie zum Beispiel beim Laserdrehen, sind in Abhängigkeit vom Polarisationszustand deutlich höhere Röntgendosisleistungen zu erwarten, als bei ebenen Strukturen.

Diese Aussagen spiegeln sich auch in den gemessenen Röntgendosen wider, die über einen realen, in der Lasermaterialbearbeitung genutzten Bearbeitungsprozess aufgenommen wurden, und in dem verschiedene Arbeitsschritte sequentiell abgearbeitet wurden. Eine solche Messung, in der über einen Bearbeitungsprozess die Röntgendosis über den realen Prozess zeitlich aufgezeichnet wurde, ist von der GFH GmbH zur Verfügung gestellt worden und in Abb. 27 abgebildet. Man sieht, dass die gemessene Richtungs-Äquivalent-Dosisleistung die einzelnen Arbeitsschritte charakteristisch abbildet.



Abb. 27: Von der GFH GmbH für ein reales Bearbeitungsverfahren zeitlich aufgezeichnete Richtungs-Äquivalentdosisleistung [47]. Man sieht, dass verschiedene Bearbeitungssequenzen unterschiedlich hohe Röntgendosisleistungen generieren. Insbesondere beim Einstechvorgang, wenn steile Kanten erzeugt werden, steigt die Dosisleistung um ein Vielfaches an.

3.2 Abhängigkeit der entstehenden Dosisleistung von dem verwendeten Target-Material

Wie bereits in Kapitel 2 dargestellt, wird allgemein davon ausgegangen, dass das Verhältnis der im Laser-Materie-Wechselwirkungsprozess erzeugten Röntgen-Photonenenergie E_x zur eingestrahlten Laser-Photonenenergie E_L linear mit der Kernladungszahl Z ansteigt. Im Widerspruch zu der in der Literatur beschriebenen linear mit der Kernladungszahl ansteigenden Röntgendosisleistung, zeigte sich allerdings in den Messungen an der BAM eine nichtlineare und zudem nicht kontinuierlich mit der Kernladungszahl ansteigende Röntgendosisleistung [16]. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 28 dargestellt.



Abb. 28: Richtungs-Äquivalentdosisleistung $\dot{H}'(0.07)$ in Abhängigkeit vom Material und der einfallenden Spitzen-Intensität [16]. Dargestellt sind Dosisleistungen von Wolfram, Stahl (S235JR), eine Aluminium-Legierung (AIMgSi0.5), Zirkonium, Kupfer und Gorillaglas. Die Messungen wurden in Luft in einem Abstand von 420 mm mit dem Ionisationskammerdosimeter OD-02 durchgeführt. Die Spitzen-Intensität wurde zwischen 2,6 × 10¹³ und 2,6 × 10¹⁴ W/cm² variiert.

Die mit einem Ionisationskammerdosimeter OD-02 an verschiedenen Materialien durchgeführten Messungen zeigen z.B., dass Stahl mit einem Z = 26 eine ähnlich hohe Röntgendosisleistung liefern kann, wie Wolfram mit einem Z = 74 und das Zirkonium und Kupfer mit einem Z = 29 und Z = 40 geringere Dosisleistungen liefern als Stahl. In weiteren Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass die Röntgendosisleistung, bei gleicher räumlicher Überlappung aufeinanderfolgender Laserpulse auf dem Werkstück mit der Pulsfolgefrequenz ansteigt [24]. Aus diesen mit veränderlicher Pulsfolgefrequenzen erhöhter thermischer Eintrag den initialen Prozess der Plasmaerzeugung und damit die Röntgenerzeugung begünstigt. Der thermische Eintrag am Ort der Laser-Material-Wechselwirkung hängt von den spezifischen thermischen Eigenschaften des Materials ab. Da die den thermischen Eintrag am Wechselwirkungsort des Folgepulses erzeugenden, vorhergehenden Laserpulse in der Regel räumlich versetzt eingestrahlt wurden, sind die bestimmenden Materialgrößen für den thermischen Eintrag neben der Wärmekapazität auch die Wärmeleitfähigkeit des Werkstückmaterials. Da diese Größen materialspezifisch sind,

kann über diese Materialparameter möglicherweise auch die nicht kontinuierlich mit der Kernladungszahl ansteigende Röntgendosisleistung erklärt werden. Um dies zu überprüfen, wurde der thermische Eintrag in das Material für eine Auswahl an Materialien berechnet. Die Ergebnisse der Berechnungen zeigten, dass unter Berücksichtigung eines thermischen Eintrages, die materialabhängige Röntgendosisleistung durch das Produkt aus Kernladungszahl und dem bei einer gegebenen Pulsfolgefrequenz berechneten thermischen Eintrag beschrieben werden kann. Es zeigt sich weiterhin, dass für Materialien wie Silber (Ag) mit einer vergleichsweise hohen Wärmeleitfähigkeit, die erzeugte Röntgendosisleistung trotz hoher Kernladungszahl deutlich geringer ausfallen kann als für Materialien mit niedriger Kernladungszahl, wie Eisen oder Stahl, die eine vergleichsweise hohe Wärmekapazität aufweisen.

3.3 Abhängigkeit der entstehenden Dosisleistung von der Bestrahlungsgeometrie

Auf der Grundlage der für das Modell der Resonanzabsorption vorgestellten Abhängigkeit der Röntgenerzeugung vom Einfallswinkel und dem Polarisationszustand des einfallenden Laserstrahls (Kapitel 1.3) und den gewonnenen Ergebnissen zur Abhängigkeit der Röntgenemission von den Bearbeitungsparametern (Kapitel 3.1), kann die Entstehung der ionisierenden Strahlung in Abhängigkeit von der Bestrahlungsgeometrie diskutiert werden. In Abb. 25 wurde die experimentell ermittelte Abhängigkeit der Röntgendosis vom Polarisationszustand des einfallenden Laserstrahls für eine gegebene Bearbeitungssequenz vorgestellt. Hier zeigten sich eine um einen Faktor 2 erhöhte Dosisleistung für den linear ppolarisierten Laserstrahl (in diesem Fall mit einem Polarisationszustand in Längsrichtung der geschriebenen Grabenstruktur) im Vergleich zu einem im gleichen Bearbeitungsschritt (dem Grabenschreiben) genutzten linear s-polarisierten Laserstrahl [24]. Der Faktor 2 entspricht ungefähr dem Faktor, der auch ohne eine Oberflächenmodifikation für die Dosisleistung, allein durch den Mechanismus der Resonanzabsorption in Abhängigkeit vom Polarisationszustand auf der Grundlage der in der Literatur publizierten Daten erwartet werden würde [6].

Vergleicht man unterschiedliche Einfallswinkel, so kann die Erhöhung der Dosis in Abhängigkeit von der Einstrahlgeometrie, in diesem Fall bedingt durch die lokale Oberflächentopographie, durchaus eine Größenordnung übersteigen. Dies zeigt sich besonders deutlich in Abb. 29, in der Messungen dargestellt sind, in denen eine Grabenstruktur bei verschiedenen Pulsfolgefrequenzen und ansonsten identischen Scan- und Laserparametern mehrfach überschrieben wurde und in denen die Richtungs-Äquivalentdosis H'(0.07) über jeden Schreibvorgang akkumuliert wurde. Für die Messung bei 25 kHz war der Abtrag pro Scan am geringsten, so dass erst nach 7 Scandurchläufen der Oberflächengradient, und damit der Einfallswinkel "optimal" war, um aufgrund der lokalen Oberflächentopographie die maximal mögliche Dosis pro Puls durch eine optimale Einkopplung der Laserstrahlung in das Laserplasma zu ermöglichen. Wird hier die Richtungs-Äquivalentdosis H'(0,07) für den ersten Scandurchlauf auf der planen und noch nicht vom Laser bearbeiteten Oberfläche mit dem siebten Scandurchlauf verglichen, so ergibt sich ein Anstieg der Dosisleistung um fast zwei Größenordnungen, der nicht alleine durch eine durch Mehrfachreflexionen verstärkte Absorption des Laserlichtes erklärt werden kann, wie der Vergleich aus flächiger Bearbeitung und dem Grabenschreiben in Kapitel 3.1 zeigte, sondern im Wesentlichen von der mit dem Einfallswinkel steigenden Absorption des Laserplasmas abhängt. Ein ähnliches Ergebnis ergibt sich auch in den in Abb. 6 dargestellten PIC-Simulationen, wenn man die Plasma-Absorption bei kleinen Winkeln mit der Plasma-Absorption unter dem "optimalen" Winkel vergleicht, für den die Absorption durch das Plasma maximal ist.



Abb. 29: Richtungs-Äquivalentdosis H'(0,07) pro Laserpuls für Wolfram über Nummer des dazugehörigen Scans. Die sukzessiven durchgeführten Scans wurden mit einem Linienabstand von 20 μm, einem Fokusdurchmesser von 10 μm, einem Versatz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen von 2,5 μm bei einer Spitzen-Intensität von 2,6 × 10¹⁴ W/cm² durchgeführt [24].

Die Theorie sagt voraus, dass für Pulsdauern < 1 ps die Plasma-Absorption und damit die Effizienz, mit der Röntgenstrahlung im keV-Bereich erzeugt werden kann, stetig mit dem Einfallswinkel ansteigt. Für längere Pulsdauern > 1 ps verschiebt sich nach dem Modell der Resonanzabsorption der "optimale" Einfallswinkel, für den die Kopplung des Laserfeldes mit einer Plasmaoszillation im Bereich der kritischen Dichte des Plasmaelektronengradienten besonders effizient ist, zu kleineren Winkeln (zwischen 0° und 90°), und eine optimale Konversion von Laserpulsenergie in Röntgenphotonenenergie kann auch bei kleinen Einfallswinkeln erfolgen, wie in Abb. 5 dargestellt ist. In den bisher vorgestellten Untersuchungen wurden stets Laserintensitäten verglichen. Wird stattdessen die Bestrahlungsstärke betrachtet, die durch die pro Fläche einfallende Leistung definiert ist, und für Winkel ungleich Null nicht mit der Intensität gleichgesetzt werden darf, so muss beachtet werden, dass bei größeren Einfallswinkeln für konstante Bestrahlungsstärken der in obigen diskutierten Messungen beobachtete Anstieg (in Abb. 5 und Abb. 25 mit einem Faktor 2) deutlich höher angenommen werden kann. Dies folgt aus der Tatsache, dass bei schrägem Einfall die Pulsenergie erhöht werden muss, um gleiche Bestrahlungsstärken zu realisieren, wie diese beim senkrechten Einfall auftreten. Dies ist insbesondere bei Lasermaterialbearbeitungsverfahren unter schrägem Einfall, wie dem Laserdrehen, zu berücksichtigen.

Eine Vorhersage des in Abhängigkeit von der Bestrahlungsgeometrie entstehenden ionisierenden Strahlungsfeldes wird dadurch erschwert, dass im Bearbeitungsprozess der

Einfallswinkel maßgeblich durch die sich während der Bearbeitung stetig ändernde lokale Oberflächentopographie bestimmt wird. Da ein Bearbeitungsprozess zudem in der Regel mehrere Bearbeitungsschritte beinhaltet, und sich die Oberflächentopographie in jedem Bearbeitungsschritt stetig verändert, wird eine genaue Vorhersage des vom Einfallswinkel, den Scanparametern und Laserparametern abhängigen ionisierenden Strahlungsfeldes äußerst komplex. Für Pulsdauern < 1 ps kann durch die Annahme eines maximal möglichen Einfallswinkels in einem Bearbeitungsschritt, die sich aus dem Strahlungsfeld ergebende maximale Röntgendosisleistung grob abgeschätzt werden (vergl. Kapitel 3.1). Erschwert wird das experimentelle Vorgehen durch das Problem, einen Bearbeitungsschritt oder eine bestimmte lokale Oberflächentopographie über einen für die Messung nötigen Zeitraum aufrecht zu erhalten. Um eine adäguate Abschirmung berechnen zu können, muss zudem die spektrale Dosisleistung für die einzelnen Bearbeitungssequenzen ermittelt werden. Dahingehend wurde beobachtet, dass sich die spektrale Röntgenemission zu höheren Photonenenergien verschiebt, sofern lokal "optimale" Einfallswinkel im Bearbeitungsprozess realisiert werden können [24]. Die sich für eine Pulsdauer von 925 fs für eine steilere Oberflächenstruktur im Vergleich zur ebenen Oberflächenstruktur ergebende Erhöhung der Elektronentemperaturen sind in einer Gegenüberstellung des Schreibens von Gräben und des flächigen Abtrags in Abb. 23 dargestellt.

4 Praktisch realisierbare Laserleistungen bzw. Pulsdauern nach dem derzeitigen technischen Stand

Ultrakurzpuls-Lasermaterialbearbeitung werden Festkörperlaser In der eingesetzt. Festkörperlaser sind aufgrund der kompakten Bauweise, dem geringen Wartungsaufwand und dem stabilen Betrieb, der guten Fokussierbarkeit, die dem Anwender eine hohe Flexibilität in der Wahl der Fokussieroptik ermöglichen, der Möglichkeit einer effizienten Leitung der Strahlung in Lichtleitfasern und der Möglichkeit zur Laserwellenlängenkonversion für die industrielle Lasermaterialbearbeitung bestens geeignet. Den realisierbaren Laserleistungen sind dabei durch thermische Prozesse im Lasermedium und den anderen optischen Elementen Grenzen gesetzt. Die durch die Anregung des aktiven Lasermediums in das optische Medium eingetragene Wärme kann zu Brechungsindexänderungen führen, die durch eine thermisch induzierte Linse das Intensitätsprofil des Laserstrahls beeinflussen, und im schlimmsten Fall infolge einer Selbstfokussierung Schäden an Oberflächenbeschichtungen oder im Inneren der optischen Medien hervorrufen können. Die Erhöhung der Laserleistung zu hohen Einzelpulsenergien und zu hohen Pulsfolgefrequenzen ist somit mit einer effizienten Ableitung der in das Medium eingebrachten Wärme verbunden. Technisch wird eine effiziente Wärmeableitung durch die Erhöhung des Kühlquerschnitts des optischen Mediums realisiert. Aus diesem Grund wurde die Laserentwicklung insbesondere bei hohen Pulsfolgefrequenzen durch eine Reduzierung des Wärmeeintrags bei der optischen Anregung des laseraktiven Mediums und eine Optimierung der Wärmeableitung durch dessen geometrische Form vorangetrieben. Während noch bei den ersten Festkörperlaser-Designs das aktive Lasermedium die Form eines Stabes hatte, der über die zylindrische Oberfläche oder über die Stirnseiten gepumpt wurde, wurde bei späteren Laserdesigns die Kühlung des laseraktiven Materials durch eine Verkürzung der Wege für die Wärmeableitung oder eine Erhöhung des Kühlguerschnitts optimiert. Durch die Entwicklung von Dioden-Pumplasern, die den Laserkristall über die Stirnseite pumpen, konnte eine bessere spektrale Überlappung des Emissionsspektrums mit dem Anregungsspektrum des aktiven Ions im Laserkristall erreicht werden, wodurch weniger Wärme in das Medium eingebracht werden musste. In den modernen, heute in der Lasermaterialbearbeitung genutzten Laserkonzepten, ist die Geometrie der Laserkristalle weiter optimiert worden. Diese heute in der Lasermaterialbearbeitung genutzten Lasersysteme sind Slab-Laser, Faserlaser und Scheibenlaser.

Während bei Stablasern die im Medium erzeugte Wärme über die zylindrische Oberfläche abgeführt werden musste, wodurch eine radiale Temperaturverteilung induziert wird, die eine thermischen Linse im Material ausbilden kann, wurde für das laseraktive Medium des Slab-Laserdesigns die Form eines Quaders mit einer Höhe im sub-mm bis mm Bereich gewählt. Der Wärmeabfluss erfolgt bei diesem Design, wie in Abb. 30 dargestellt, über die Quaderoberflächen, senkrecht zur Stirnseite des Quaders. Nachteilig ist bei diesem Konzept, dass der zu verstärkende Laserstrahl und der Pumpstrahl der stirnseitigen Apertur des Slab-Laserdesigns angepasst werden muss und dass sich durch unterschiedliche Wärmegradienten in der horizontalen und vertikalen Achse unterschiedliche Strahlqualitäten in beiden Achsen ausbilden, was sich wiederrum auf die Fokussierbarkeit des verstärkten Laserstrahls auswirkt [50]. Zudem kann es aufgrund der räumlichen Begrenzung des Laserstrahls durch die Kristallkanten zu Beugungseffekten kommen, die mit verstärkt werden und das resultierende Strahlprofil weiter beeinträchtigen.



Abb. 30: Schema des Inno-Slab Verstärker Prinzips [49].

Hersteller von Slab-Lasern sind z.B. die Amphos GmbH (TRUMPF Gruppe), die EdgeWave GmbH und Innovative Laser Solutions. Der von den Amphos-Lasern abgedeckte Parameterraum ist in Abb. 31 dargestellt. Neben den zurzeit nur in der Wissenschaft genutzten Systemen, die durch blaue Kreise gekennzeichnet sind, kann mit den von der Amphos GmbH angebotenen Lasersystemen der durch blaue Rechtecke markierte Pulsdauersowie Pulsenergie- und mittlere Leistungsbereich abgedeckt werden. Eine Übersicht der von der Amphos GmbH verfügbaren, nach der Leistung kategorisierten, Lasersysteme ist zudem in Tabelle I aufgeführt.



Output Power	Pulse Energy	Repetition Rate	Pulse Duration	Pulse Power
10 W	100 µJ	100 kHz	1 ps	100 MW
150 W	1.5 µJ	100 MHz	600 fs	2.5 MW
200 W	500 µJ	400 kHz	1 ps	500 MW
300 W	3 mJ	100 kHz	900 fs	3 GW
400 W	لىر 800	500 kHz	800 fs	1 GW
500 W	12.5 μJ	40 MHz	700 fs	17 MW
1.500 W	15 mJ	100 kHz(10 Hz)	900 fs	16.5 GW
5.000 W	50 mJ (5 J)	100 kHz (10Hz)	500 ps	100 MW
20.000 W	4 mJ (20 J)	4.5 MHz (10 Hz)	500 ps	8.9 MW

Abb. 31: Der von den Slab-Lasern der Amphos GmbH abgedeckte Laserparameterraum [51].

Das aktive Medium des Scheibenlasers besteht aus einer sehr dünnen Scheibe, deren Dicke in der Größenordnung von wenigen 100 µm liegt. Die Rückseite der Scheibe ist mit einer hochreflektierenden Beschichtung versehen. Über die verspiegelte Rückseite wird die Scheibe gekühlt. Das Pumplicht wird auf der nichtverspiegelten Seite der Scheibe eingekoppelt. In dieser Anordnung durchläuft der einfallende Strahl das Lasermedium, wird von der verspiegelten Seite reflektiert, um danach ein weiteres Mal das aktive Medium zu durchlaufen. Aufgrund der effizienten Kühlung und der kurzen Wegstrecken im Laserkristall werden in dieser Anordnung thermische Einflüsse auf den Strahl minimiert und somit eine optimale Strahlqualität realisiert. Nachteil dieser Anordnung ist, dass sowohl die vom Kristall aufgenommene Pumpleistung als auch die Verstärkung des Laserlichtes pro Durchgang sehr gering ist, so dass viele Resonatorumläufe erforderlich sind, um hohe Laserleistungen zu realisieren. Dafür wurden spezielle Pumpanordnungen und an diese angepasste Resonatorgeometrien entwickelt, die eine effiziente Verstärkung des Laserlichtes ermöglichen. Das Scheibenlaserprinzip und die Pumpanordnung sind in Abb. 32 dargestellt. Marktführer bei den Scheibenlasern ist derzeit die TRUMPF GmbH (TRUMPF Gruppe). Weitere deutsche Anbieter sind z.B. die Dausinger + Giesen GmbH und die JENOPTIK Laser GmbH.

Tabelle I: Übersicht über die von der Amphos GmbH angebotenen Lasersysteme [51].



Abb. 32: Links: Der auf einer Wärmesenke montierte und mit einem hochreflektierenden Spiegel versehene Laserkristall in Form einer Scheibe [52]. Mitte: Das durch einen Parabolspiegel und Prismen realisiertes Pumpkonzept, bei dem die Pumpstrahlung mehrfach durch die Scheibe geführt wird [53]. Rechts: Foto des Pumpkonzeptes (Abbildung von der Fa. TRUMPF GmbH).

Beim Faserlaser ist die Strahlqualität durch den Faserkerndurchmesser und die numerische Apertur der Faser gegeben (Abb. 33). Mithilfe verschiedener Verstärkerkonzepte können mit faserbasierte fs-Lasersysteme mittlere Leistungen bis in den Bereich von einigen 100 W erzeugt werden [54,55], mit Scheibenlasern [56,57] und Slab-Lasern [58] sind allerdings bereits Leistungen im kW-Bereich demonstriert worden.



Abb. 33: Beim Doppelkernkonzept umgibt ein Multimodekern für das Pump-licht den aktiven Singlemodekern der Faser [52]. Das Pumplicht koppelt auf der gesamten Faserlänge vom Pumpkern in den Signalkern ein und regt dort den Laserprozess an.

Faserlasersystemen werden z.B. von der Amplitude Laser, der Active Fiber Systems GmbH, der Menlo Systems GmbH, Coherent, Ekspla, NKT Photonics und der IMRA America, Inc. angeboten. In Tabelle II sind die Laserparameter des von der Amplitude Laser für industrielle Anwendungen angebotenen Tangor Faser-Lasersystems mit einigen 100 W mittlerer Ausgangsleistung angegeben. Bei diesem System kann auch ein Burst-Mode aktiviert werden, bei dem die Pulsenergie des Einzelpulses in eine Sequenz von Pulsen mit 25 ns bis 100 ns Abstand aufgeteilt wird.

Specifications	Tangor 50	Tangor 100	Tangor 300	
Average Power	> 50 W	> 100 W	> 300 W	
Energy Per Pulse	> 300 µJ	> 500 μJ	> 1 mJ	
Pulse Width	< 500 fs to > 10 ps			
Repetition Rate	From single shot to 40 MHz			
Central Wavelength	1030 +/- 5 nm			
Beam Quality	M²<1.3 M²<1.5			
Beam Circularity	> 87 %			
Beam Pointing Stability	< 25 µrad/°C			
Long Term Mean Power Stability	< 1 % rms over 100 hours			
Warm-up Time	< 30 min			

Tabelle II: Produktdatenblatt des von der Amplitude Laser für industrielle Anwendungen angebotenen Tangor Faser-Lasersystems [59].

In Abb. 34 ist eine Auswahl der aktuell mit den einzelnen Lasertypen realisierten kW-Lasersysteme mit den realisierten Pulsenergien über der Pulsfolgefrequenz dargestellt [2]. Dabei geht der Trend bei höheren Laserleistungen im kW-Bereich zurzeit tendenziell zu höheren Pulsfolgefrequenzen im GHz-Bereich, wie aktuell geförderte Forschungsvorhaben in der Laserentwicklung aufzeigen [61,62]. In welchem Maßstab diese kW-Lasersysteme zukünftig in die industrielle Lasermaterialbearbeitung Einzug halten werden, soll im Folgenden tiefergehend diskutiert werden.



Abb. 34: Pulsenergie über der Pulsfolgefrequenz verschiedener repräsentativer realisierter state-of-the-art Ultrakurzpuls-Laser mit unterschiedlicher Resonator- und Verstärker-Geometrie [60].

Ultrakurze Laserpulse sind zurzeit nur dann interessant, wenn sehr präzise bearbeitet werden soll. Die sich aus dieser Tatsache ergebende geringere Produktivität macht die Anschaffung und Nutzung vergleichsweise kostspieliger Ultrakurzpuls-Laser für die Massenproduktion aus wirtschaftlicher Sicht oft noch uninteressant, und verhindert zurzeit eine breitere industrielle Anwendung in vielen Bereichen.

Ultrakurzpuls-Laser bis 100 W werden bereits in hohen Stückzahlen hergestellt. Diese sub-100 W Ultrakurzpuls-Lasersysteme stellen somit den Großteil der in der MikroLasermaterialbearbeitung eingesetzten Lasersysteme dar. Um die Abtragsrate zu erhöhen, und die Produktivität zu steigern, werden bei Lasern dieser Laserleistungsklasse auch Pulsfolgefrequenzen im MHz Bereich eingesetzt, die im sogenannten "Burst-Modus" realisiert werden (Abb. 35). Die verfügbare Einzelpulsenergie wird dabei auf mehrere Pulse aufgeteilt.



Abb. 35: Links Aufteilung der Pulsenergie auf mehrere Pulse im Burst-Modus. Rechts: Abhängigkeit der Abtragsrate von der Pulsfolgefrequenz für Hartmetall. Die maximale Abtragsrate: 2 mm³/min wurde bei 4,2 MHz (36 W Laserleistung) erreicht [63].

Systeme mit mittleren Leistungen von mehreren 100 W sind, wie bereits erwähnt, verfügbar, werden aber nach Aussage der Entwickler zurzeit nur vereinzelt in Lasermaterialbearbeitungsanlagen integriert [64]. Bei mehreren 100 W Laserleistung und Repetitionsraten von einigen MHz stellt zurzeit vor allem die während des Bearbeitungsprozesses in das Werkstück eingebrachte Wärme einen limitierenden Faktor dar, da eine Wärmeakkumulation zu einer reduzierten Bearbeitungsqualität führen kann. Des Weiteren können bei sehr hohen Pulsfolgefrequenzen abschirmende Effekte auftreten, entweder durch das Laserplasma, das wie ein metallischer Spiegel wirkt, oder durch die Abtragswolke der Vorgängerpulse. Ultrakurzpuls-Laser im kW-Bereich sind aufgrund dieser technischen Hindernisse noch nicht in der industriellen Materialbearbeitung angekommen. Allerdings sind gerade diese hoch-Ultrakurzpuls-Laser im kW-Bereich der Schlüssel. repetierenden um in der Präzisionsbearbeitung eine ähnlich hohe Produktivität zu erreichen, wie bei herkömmlichen Verfahren. Der Grund für die derzeit geringere Produktivität ist, dass beim Verdampfen des Materials wesentlich mehr Energie aufgebracht werden muss als beim Verflüssigen. Die Problematik der effizienten Nutzung dieser neuen Generation von kW-Ultrakurzpuls-Lasern wird zurzeit intensiv untersucht. Dabei steht die Lösung der oben genannten technischen Probleme im Vordergrund. Als mögliche Anwendungsfelder kW-Ultrakurzpuls-Laser mit Einzelpulsenergien im mJ-Bereich wurden bereits großflächige Oberflächenmodifikation nahe der Ablationsschwelle und das Bohren tiefer Löcher (mit einem Durchmesser von 100 µm kann z.B. ein 5 mm tiefes Loch gebohrt werden) vorgeschlagen [65]. Sollen kleinere Strukturen an verschiedenen Stellen auf der Oberfläche realisiert werden, kann der Laserstrahl in viele Teilstrahlen aufgeteilt werden, um parallel bzw. zeitgleich an verschiedenen Stellen das Werkstück zu bearbeiten. Somit könnten kW-Ultrakurzpuls-Laser mit Einzelpulsenergien im mJ-Bereich für großflächige Anwendungen interessant werden. Vorrausetzung dafür ist die Entwicklung von Multistrahlkonzepten, bei dem der energiereiche Laserpuls in viele einzelne Laserpulse geteilt und über die Oberfläche verteilt wird [66,67]. Eine Skalierung der

Laserleistung in den kW-Bereich kann weiterhin über die Skalierung der Pulsfolgefrequenz in den GHz-Bereich erfolgen, bei einer für den Mikro-Bearbeitungsprozess geeigneten Einzelpulsenergie. Durch die Entwicklung schneller Scanner, wie Polygonscanner, ist heute eine Materialbearbeitung mit Pulsfolgefrequenzen bis in den GHz Bereich denkbar. Derartige hochrepetierende Lasersysteme für einen in der Lasermaterialbearbeitung geeigneten Leistungsbereich von einigen kW werden zurzeit entwickelt und deren Einsatz erprobt [68,69].

Um die Zahl der industriell genutzten Ultrakurzpuls-Laser einschätzen zu können, kann auf aktuelle Marktuntersuchungen zurückgegriffen werden. Nach einer Untersuchung von Optech Consulting legte der Weltmarkt für Lasersysteme zur Materialbearbeitung im Jahr 2018 um 12 Prozent zu (Vorjahr 28,2 Prozent) und erreichte damit ein Volumen von 16,8 Milliarden € (Vorjahr 15,0 Milliarden €) [70]. China stellt weiterhin rund 30 Prozent des globalen Markts für Lasersysteme zur Materialbearbeitung, die übrigen asiatischen Länder ebenfalls 31 Prozent. Europa stellt 23 Prozent des Marktes, der amerikanische Kontinent 16 Prozent. Der Weltmarkt für Laserstrahlquellen für die Materialbearbeitung wuchs um 12 Prozent (Vorjahr 36,7 Prozent) auf 4,6 Milliarden € (Vorjahr 4,1 Milliarden €) [70]. Aus den im Rahmen des Vorhabens durchgeführten Umfragen ergab sich, dass ungefähr 10 bis 25 % der in der industriellen Materialbearbeitung eingesetzten Lasersysteme in den Bereich der Ultrakurzpuls-Laser eingeordnet werden können. Im Bereich industrieller Laser und Lasersysteme ist die Firma TRUMPF ein Weltmarkt- und Technologieführer. Das Hochtechnologieunternehmen hat nach eigenen Angaben in den vergangenen Jahren eine vierstellige Zahl von Ultrakurzpuls-Lasersystemen auf den internationalen Markt gebracht [71]. Zum Einsatz kommen die Ultrakurzpuls-Laser von TRUMPF vor allem in der Mikrobearbeitung, bei der Herstellung elektronischer Bauteile oder beim Glasschweißen und -trennen.

5 Anwendungsspektrum von Lasern, die in der Lage sind, ionisierende Strahlung zu erzeugen

5.1 Der Prozess der Laserablation

Die Lasermaterialbearbeitung bietet deutliche Vorteile gegenüber der konventionellen Materialbearbeitung. Der Laser arbeitet berührungslos, unterliegt keinem Verschleiß und Werkstücke sind weniger durch Hitze und mechanisch belastet. So können Bearbeitungsverfahren realisiert werden, die mit konventionellen Werkzeugen häufig nicht möglich sind. Zudem erfolgt die Laserbearbeitung reproduzierbar bei gleichbleibender Qualität. Eine erhöhte Qualität, Produktivität, Automatisierbarkeit und Vielseitigkeit der Bearbeitung sind die Vorteile der Lasermaterialbearbeitung, die die höheren Investitions- und Wartungskosten aufwiegen müssen. Aus diesem Grund sind die Anforderungen an die Qualität und die Effizienz in der Lasermaterialbearbeitung entsprechend hoch. Bei der herkömmlichen Lasermaterialbearbeitung (ohne Ultrakurzpuls-Laser) wird die erreichbare Präzision häufig durch thermische Effekte begrenzt. Mit kürzeren Laserpulsen können diese reduziert oder wie im Falle von ultrakurzen Pulsen < 10 ps sogar fast komplett vermieden werden. Ist die eingebrachte Laserpulsenergien knapp oberhalb der Abtragschwelle entsteht eine Ausdünnungswelle (Rarefaction wave) im Material, durch die eine dünne, aufgeschmolzene Schicht beschleunigt und abgetragen werden kann ("Spallation" oder auch "photomechanische Ablation" genannt) [72-74]. Sind die absorbierten Fluenzen deutlich oberhalb der Abtragschwelle kann es zu einer sogenannten "Phasenexplosion" kommen. Dabei wird das Material bis an die kritische Temperatur *T*_c geheizt, so dass sich die ergebende metastabile, flüssige Phase explosionsartig verdampfen kann [73-76]. An der Abtragschwelle beginnt somit der Materialabtrag. Die Abtragschwelle ist daher ein entscheidender Parameter für die Wahl der Laserparameter in der Lasermaterialbearbeitung.

5.2 Überblick über die in der Lasermaterialbearbeitung eingesetzten Lasersysteme

Welche Laser für welches Bearbeitungsverfahren eingesetzt werden können, kann z.B. der von der TRUMPF GmbH veröffentlichten Tabelle III entnommen werden. Ungepulste Diodenlaser (TruDiode) mit kontinuierlichen Ausgangsleistungen im Bereich von einigen kW werden zum Schweißen (Tiefschweißapplikationen, Schweißen von verzinkten Blechen und Aluminium) und Löten (beschleunigen Lötvorgänge) eingesetzt. Mit einem Wirkungsgrad > 40 % sind diese Laser sehr effizient und generieren sehr geringe Betriebskosten. CW betriebene Single-Mode-Faserlaser (TruFiber) können aufgrund der hohen Strahlqualität Schweißnahtbreiten von weniger als 100 μ m realisieren, so dass auch sehr kleine und verzugsgefährdete Teile geschweißt werden könnten.



Tabelle III: Anwendungsspektrum der von der TRUMPF GmbH vertriebenen Festkörperlaser [77].

Gepulste Festkörperlaser (TruDisk und TruPulse) werden zum Punkt- und Nahtschweißen sowie zum Schneiden eingesetzt. Bei Pulsdauern im ms Bereich können mit diesen Lasern mehrere Kilowatt Pulsleistung erzeugt werden. Die Scheibe als Lasermedium sorgt dabei für eine brillante Strahlqualität. Mit einem Leistungsspektrum von 1 kW bis 16 kW können diese Laser für das spritzerfreie Laserschweißen und -schneiden, Auftragsschweißen, Härten und das Generieren von 3D-Teilen eingesetzt werden. Da grünes Licht leichter in hochreflektierende Materialien wie etwa Kupfer eingekoppelt werden kann als infrarotes Licht und damit ein Vielfaches der Laserleistung im Werkstück aufgenommen wird, werden Laser mit grüner Wellenlänge für die Bearbeitung hochreflektierender Oberflächen eingesetzt. Laser mit Pulsdauern im ns-Bereich werden zum Abtragen von Schichtsystemen, Lacken für das Verbinden von Metallen mit Kunstoffen, für die thermische Oberflächenbehandlung und für das Laser-Lift off genutzt.

Bei Ultrakurzpuls-Lasern mit fs bis ps-Pulsdauern sind die Intensitäten schließlich so hoch, dass das Material direkt ionisiert wird und Materialien mit reduziertem Wärmeeinfluss bearbeitet werden können. Diese Laser sind daher zum einen für empfindliche Materialien, wie Halbleiter, Kunststoff, Keramiken oder andere sprödharte Materialien geeignet und zum anderen, wenn kleinere Strukturgrößen im Mikrometer- oder Nanometer-Bereich realisiert werden sollen. Typische Anwendungsfelder, die im Folgenden näher vorgestellt werden sollen, sind hier die Mikro- bis Nanostrukturierung zur Herstellung funktionaler Oberflächen, das Präzisionsbohren oder Mikrobohren mit Durchmessern bis zu wenigen 10 Mikrometern, das Feinschneiden (Mikroschneiden) und das Kräfte- und verformungsfreies Drehen im Mikrometerbereich.

5.3 Anwendungsspektrum von Ultrakurzpuls-Lasern

An Abtragschwelle beginnt der Materialabtrag durch Verdampfen. der Die Oberflächenbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Lasern dient z.B. der Änderung von Benetzbarkeit und Hafteigenschaften oder kann eine Minimierung oder Erhöhung der Reibung zum Ziel haben. Durch eine Aufrauhung von Metall- und Keramik-Oberflächen werden Fügeprozesse optimiert und eine Steigerung der Qualität und Belastbarkeit von Klebe- oder Schweißverbindungen erreicht. Desweiteren lassen sich die optischen Eigenschaften von Oberflächen mit Ultrakurzpuls-Lasern modifizieren und korrosionsfreie Markierungen auf Metalloberflächen oder holographische Sicherheitsmerkmale realisieren. Soll die Oberfläche dagegen abgetragen werden, liegt die optimale Bearbeitungseffizienz bei einer Fluenz von ca. 5-mal über der Abtragschwelle [65]. Der Abtrag dünner Schichten erfolgt mit Ultrakurzpuls-Lasern insbesondere, wenn die Schichten auf thermisch und/oder mechanisch sensiblen Trägermaterialien aufgebracht sind, d.h. wenn einzelne Schichten mit hoher Präzision abgetragen werden sollen, ohne dass das darunterliegende Substrat beschädigt wird. Das Mikobohren dient dem Verbinden von Schichten auf Leiterplatten durch sogenannte "Microvias", feine, mit Kupfer galvanisierte Bohrlöcher, der Realisierung von Entlüftungs- oder Dosierungsöffnungen im Mikrometermaßstab und der Perforierung von Glas, um saubere Bruchkanten zu erzeugen, bzw. Materialien zu schneiden. Die optimale Pulsenergie wird beim Materialabtrag auch durch die gewünschte Strukturgröße festgelegt. Bei tieferen Strukturen, wie Bohrlöchern oder Nuten, nimmt die bestrahlte Fläche mit ca. dem doppelten Aspektverhältnis (das Aspektverhältnis ist das Verhältnis aus Tiefe und Breite) zu. Soll z.B. ein 500 µm tiefes Loch mit einem Durchmesser von 50 µm gebohrt werden, so ist am Ende des Bohrvorganges das maximale Aspektverhältnis A_{max} = 10. Die notwendige Pulsenergie liegt in diesem Fall 100-mal über der Schwell-Fluenz. Für die Metallbearbeitung von mehreren Millimeter dicken Blechen könnten somit auch Multikilowattlaser zum Einsatz kommen. Soll die Bearbeitung präziser sein, sind diese hohen Fluenzen nicht mehr geeignet, da der Energieeintrag zu einem Schmelzen des Materials führen würde und aufgrund der durch die Schmelze entstehenden Ungenauigkeiten eine Nachbearbeitung erforderlich machen würde.

Prädestiniert für die Bearbeitung mit Ultrakurzpuls-Lasern bei hohen Fluenzen sind deshalb vor allem Materialien mit hoher Wärmeleitfähigkeit wie Metalle oder Materialien, die die Laserstrahlung erst bei hohen Intensitäten absorbieren, wie Dielektrika. Die Bearbeitung von Glas (Dielektrika) ist aufgrund der Härte des Materials, dessen Sprödheit sowie dessen geringerer Wärmeleitfähigkeit, die zu ungleichmäßiger Erwärmung und dadurch zu Rissen führen kann, ein wichtiges Anwendungsgebiet von Ultrakurzpuls-Lasern, die unterhalb der Oberfläche von Gläsern und Kristallen für eine Strukturierung und lokale Änderung des Brechungsindex des Materials eingesetzt werden. Auf diese Weise können optische Komponenten wie Wellenleiter und Volumenmarkierungen mit Farbeffekten realisiert werden. Beim rückseitigen Laserbohren wird das abzutragende Volumen Ebene für Ebene von der Rückseite des transparenten Werkstücks abgetragen, wobei jede Ebene mit Einzelschüssen ultrakurz gepulster Laserstrahlung abgerastert wird. Vorteile dieses Verfahrens sind: keine Konizität des Bohrkanals, keine Verunreinigung der Bohrkanäle und die Möglichkeit großer Aspektverhältnisse. Derzeit können Bohrungen mit Durchmessern von 0,35 mm bis 8 mm und einer Bohrtiefe von 120 mm in BK7 realisiert werden. In Quarzglas werden Bohrtiefen von bis zu 60 mm bei einem Durchmesser von 0,6 mm bis 8 mm erreicht. Weiterhin können mit diesem Verfahren frei definierbare Strukturen wie z.B. tordierte Vielecke und sehr filigrane Strukturen hergestellt werden, die konventionell nicht realisierbar sind. Das Laserstrahlbonden von Glas ist ein Festkörperfügeverfahren und basiert analog zum konventionellen Bondprozess auf der Bildung von Sauerstoffbrücken. Durch eine selektive Laserbestrahlung des Fügebereichs können bei geringster Temperaturbelastung des Gesamtbauteils Fügezonen mit Bondnahtbreiten < 100 µm erreicht werden. Daher eignet sich das Verfahren besonders für das Bonden und Verkapseln von Mikrosystemen mit beweglichen Strukturen und thermisch empfindlichen Komponenten. Beim Laserdrehen schließlich können kleinste Werkzeuge, wie z.B. Bohrer im Mikrometerbereich realisiert werden.

6 Schutzeinrichtungen, die bei den verschiedenen Lasertypen aufgrund rechtlicher oder technischer Anforderungen (z.B. OStrV, Performance Level, Laserschutzklasse) ggf. schon vorhanden sind

6.1 Ergebnisse der Umfrage zu Schutzeinrichtungen in der Lasermaterialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Lasern

In der Regel verfügen die von den Herstellern angebotenen Lasersysteme und Lasermaterialbearbeitungsanlagen über eine CE-Kennzeichnung und erfüllen damit die geltenden EU-Richtlinien (Niederspannungsrichtlinie (NspRL) und Maschinenrichtlinie (MaschRL)) zur Einhaltung von Sicherheits- und Gesundheitsanforderungen, die den Herstellern erlaubt die Lasersysteme und Lasermaterial-bearbeitungsanlagen in den Verkehr zu bringen. In den zu den EU-RL harmonisierten Normen werden Laser gemäß der DIN EN 60825-1 klassifiziert. Die Leistung der in der Lasermaterialbearbeitung genutzten Laser ist in der Regel so hoch, dass der Laserstrahl durch Schutzwände und Laserschutzfenster in

Einhausungen abgeschirmt werden muss. Bezüglich der Eignung werden die Laserschutzwände der Einhausungen nach der DIN EN 60825-4 getestet. Im Folgenden wird insbesondere auf die für den Strahlenschutz relevanten Eigenschaften der Laserschutzwände eingegangen und die optische Dichtheit des Laserschutzgehäuses und das Vorhandensein von zum Strahlenschutz konformen Sicherheitseinrichtungen, wie z.B. Verriegelungen, Start-/Stopp-Steuerungen und Not-Aus-Steuerungen nach der für eine CE-Kennzeichnung erforderlichen Prüfung gemäß den für Lasermaterialbearbeitungsmaschinen geltenden Normen DIN EN 60825-1 und DIN EN ISO 11553-1 vorausgesetzt. Ein Überblick über die geltenden Vorschriften und Maßnahmen zur Lasersicherheit ist von der Berufsgenossenschaft Energie Textil Elektro Medienerzeugnisse (BG ETEM) herausgegeben worden [78].

In den Technischen Regeln zur Arbeitsschutzverordnung zu künstlicher optischer Strahlung (TROS Laser) werden die Anforderungen an die Laserschutzwände weiter konkretisiert. Im Teil 3 der TROS Laser [79] heißt es (Kap 4.4, Abs. (9)): "Neben einer Reihe konstruktiver Vorgaben verlangt diese Norm die Ermittlung der sog. "vorhersehbaren Maximalbestrahlung" (VMB) der Laserschutzwände. Diese muss unter Berücksichtigung vernünftigerweise vorhersehbarer Fehlerbedingungen im Einzelfall rechnerisch oder experimentell durch den Hersteller bestimmt und in der Benutzerinformation angegeben werden. Die Widerstandsfähigkeit der einzusetzenden Schutzwände muss sich grundsätzlich nach dieser VMB richten. Dafür kann der Arbeitgeber Schutzwände mit festgelegter Schutzwirkung von spezialisierten Herstellern beziehen, die für ihre Produkte eine sog. "Schutzgrenzbestrahlung" (SGB) spezifizieren. Eine Grundlage für die Spezifikation von Schutzwänden mit festgelegter Schutzwirkung sind dreifach gestaffelte "Prüfklassen": Wartungsintervalle, in denen die Wirksamkeit bzw. der Verschleiß der Schutzwände – z. B. durch Augenschein – geprüft wird. Die entsprechenden Zeitabstände können zwischen 10 s (bei kontinuierlicher Beobachtung) und 30 000 s (bei automatischem Produktionsablauf) betragen. Die Dauer der Schutzwirkung von Laserschutzsystemen muss den Anforderungen der Laserklasse 1 genügen (Zeitbasis 30000 s). Im Abs. (10) des Teil 3 der TROS Laser heißt es: "Für Laserleistungen P < 100 W oder der Laserenergie Q < 30 J pro Einzelimpuls erfüllen auch Abschirmungen gemäß DIN EN 12254 die Anforderungen an Abschirmungen von Laserbereichen." Gemäß DIN EN 12254 wird der spektrale Transmissionsgrad, die Beständigkeit gegen Laserstrahlung, die Beständigkeit gegen UV-Strahlung und Beständigkeit gegen erhöhte Temperatur, die mechanische Festigkeit, zu der auch die Beständigkeit gegen Entflammbarkeit zählt, geprüft.

Auf der Grundlage dieser Normen und den Richtlinien für Laserschutzgehäuse wurden von den unterschiedlichen Herstellern unterschiedlichste Laserschutzkabinen für die Lasermaterialbearbeitungsanlagen umgesetzt. Dabei gab es kein standardisiertes Konzept, auch wenn seriell gefertigte kleinere Anlagen mit einem für das Unternehmen typischem Design des Laserschutzgehäuses ausgerüstet wurden. In der industriellen Produktion und bei Sonderanfertigungen wurden die Laserschutzgehäuse dagegen an die technischen und wirtschaftlichen Vorgaben des Kunden angepasst. Der Erzeugung ionisierender Strahlung wurde dabei, zumindest bei älteren Laserschutzgehäusen keine Beachtung geschenkt. Infolgedessen können ältere Laserschutzkabinen mit Gehäusewänden und Sichtfenstern ausgestattet sein, die aufgrund der Dicke und des Materials für den Schutz vor ionisierender Strahlung nicht geeignet sind. Andererseits wurden von einigen Herstellern schon frühzeitig Laserschutzgehäuse gebaut, die durch ihre hochwertige Bauweise den Anforderungen des Strahlenschutzes genügen können, sofern einige konzeptionelle Nachbesserungen erfolgen, die für den Einzelfall geprüft werden müssen [80]. Ob eine für den Hersteller typische Laserschutzkabine für den Strahlenschutz geeignet ist, hängt dabei von dem Bearbeitungsprozess und den genutzten Laserparametern ab und kann nicht pauschal entschieden werden.

Eine Umfrage bei den großen und mittelständigen Unternehmen ergab, dass bei den älteren Anlagen alle Lasersichtfenster durch Metallverkleidungen ersetzt wurden und die Beobachtung des Lasermaterialbearbeitungsprozesses auf Videosysteme umgerüstet wurde. In der industriellen Fertigung, z.B. der Metallbearbeitung bei eingefahrenen unveränderlichen Laser- und Bearbeitungsparametern nahe der Ablationsschwelle und in der Bearbeitung von Materialien, die nach aktuellem Kenntnisstand ein geringes Gefahrenpotential aufweisen, werden zurzeit noch Laserschutzkabinen aus Aluminium verwendet. Die Sicherheit dieser Anlagen wurde durch Messungen mit passiven, von zertifizierten Messstellen ausgewerteten Dosimetern verifiziert. Beim Einfahren neuer industrieller Fertigungsprozesse wird zudem versucht, den Bearbeitungsprozess so zu gestalten, dass die in der Strahlenschutzverordnung verankerte Grenzbestrahlungsstärke von 10¹³ W/cm² nicht überschritten wird und neue Laserschutzkabinen aus Stahl nicht erforderlich werden. Sofern nach aktuellem Kenntnisstand ein mit den genutzten Betriebs- und Laserparametern erhöhtes Gefahrenpotential vorliegt, wird jedoch nach Aussage der Integratoren und Betreiber, die Gehäusewand der Laserschutzkabinen mit Stahl von 1 mm bis zu mehreren mm Dicke realisiert. In der Regel wird dabei die Gehäusedicke konservativ überschätzt. Die an einer Anlage, im Auftrag der TRUMPF GmbH, von der PTB durchgeführte Untersuchungen haben zusätzlich wertvolle Erkenntnisse zur Verbesserung der in der Industrie genutzten Gehäuse von Lasermaterialbearbeitungsmaschinen geliefert [80]. Im Rahmen des Auftrages wurde ein Schutzgehäuse mit Speicherfolien auf Leckstellen untersucht. Die Untersuchungen zeigten z.B. Schweißstellen eine schwache Durchstrahlung, die jedoch an zu keiner Grenzwertüberschreitung führte. Das bei den Messungen verwendete Schutzgehäuse mit dem Türlabyrinth wurde bei den applizierten Laserparametern für den untersuchten Prozess als geeignet eingestuft, um den Strahlenschutz zu erfüllen. Die aus dem Laserschutz bereits etablierten Sicherheitseinrichtungen können aus der Verordnung für Röntgenanlagen auf die Lasermaterialbearbeitung abgebildet werden. Diese Erkenntnisse wurden von der Industrie ebenfalls in der Konzeption neuer Laserschutzgehäuse berücksichtigt und bestehende Laserschutzgehäuse wurden nachgebessert. In der Forschung, in der unter Umständen deutlich leistungsfähigere Anlagen genutzt werden und in Kleinbetrieben oder Werkstätten, die zum Teil noch Anlagen mit älteren Strahlenschutzkabinen nutzen, ist die Situation zurzeit unklar. Eine repräsentative Umfrage in diesen Einrichtungen hätte den Rahmen des Forschungsvorhabens gesprengt.

6.2 Ergebnisse der Umfrage zur Umsetzung des Strahlenschutzes in der Lasermaterialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Lasern

Wertvolle Erkenntnisse ergaben sich auch bezüglich der derzeitigen Umsetzung des Strahlenschutzes in den befragten Einrichtungen. Die in den befragten Großbetrieben für die Produktion genutzten Anlagen werden mit passiven Dosimetern überwacht, die Ergebnisse dieser Überwachung werden protokolliert. Die Auswertung der Dosimeter erfolgt durch zertifizierte Messstellen. Messungen der im Produktionsprozess entstehenden Dosisleistung wurden ebenfalls mit passiven Dosimetern ermittelt. Eine Grenzwertüberschreitung konnte selbst ohne Abschirmung in nur wenigen Fällen ermittelt werden. In der industriellen Forschung, in der zum Teil deutlich leistungsstärkere Lasersysteme genutzt werden, werden die Betriebszeiten der Laser durch einen zum Betrieb der Anlage berechtigten, stark eingeschränkten Personenkreises dokumentiert und die Ortsdosis am Bedienpult mit passiven, in zertifizierten Messstellen ausgewerteten Dosimetern überwacht. Der Zugang zu den in separaten Räumen installierten Anlagen wird während des Betriebes auf die an diesen Anlagen arbeitenden Personen beschränkt.. In großen Betrieben und den Herstellerfirmen werden diese Sicherheitsmaßnahmen durch Strahlenschutzbeauftragte der "Fachkunde im Strahlenschutz beim Betrieb von Laserbearbeitungsmaschinen" überwacht. In öffentlichen Forschungseinrichtungen kann man davon ausgehen, dass Strahlenschutzverantwortliche mit Strahlenschutz ohne der Fachkunde im den Zusatz "beim Betrieb von Laserbearbeitungsmaschinen" für den sicheren Betrieb der Anlagen in den Laboren zuständig sind. Während in den öffentlichen Forschungseinrichtungen, die sich mit der Physik der Laser-Plasma-Wechselwirkung beschäftigen und dafür sehr leistungsstarke Laser nutzen, das Gefahrenpotential bekannt ist und somit die Anforderungen des Strahlenschutzes schon seit vielen Jahrzehnten erfüllt werden, ist für öffentliche Forschungseinrichtungen mit dem Schwerpunkt auf der Lasermaterialbearbeitung dies noch zu belegen. Die Reaktionen auf aktuelle Veröffentlichungen und Vorträge zum Gefährdungspotential durch ionisierende Strahlung in der Lasermaterialbearbeitung haben dies verdeutlicht. Die Hersteller von Lasermaterialbearbeitungsanlagen haben die Betreiber für das Gefahrenpotential durch ionisierende Strahlung sensibilisiert. So wurden die Gefahr durch ionisierende Strahlung in technische Handbücher und Betriebsanleitungen aufgenommen, und Empfehlungen für geeignete Strahlenschutzgehäuse veröffentlicht, wie z.B. in [81]. In diesem Zusammenhang ist weiterhin erwähnenswert, dass das UKPL-Innovationsnetzwerk, dem führende Firmen und Forschungseinrichtungen angehören, am 17. April 2020 eine "Stellungnahme zur Sicherheit vor ionisierender Strahlung bei Ultrakurzpulslaseranlagen zur Materialbearbeitung" veröffentlicht hat [82].

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die mittelständigen und großen Unternehmen, die Lasermaterialbearbeitungsanlagen in der industriellen Produktion betreiben, sich dem Risiko der im Bearbeitungsprozess entstehenden ionisierenden Strahlung bewusst sind und bereits umfangreiche Maßnahmen zum Strahlenschutz umgesetzt haben. Alte, in der Produktion genutzte Anlagen wurden nachgebessert und der Betrieb dieser Anlagen durch Strahlenschutzmaßnahmen abgesichert. Für neue Anlagen werden Gehäuse entsprechend dem aktuellen Kenntnisstand konzipiert. Von kleineren Betrieben und Werkstätten liegen keine repräsentativen Umfrageergebnisse vor. Während man in der Höchstfeldlaserphysik davon ausgehen kann, dass der Strahlenschutz gemäß den Richtlinien im Strahlenschutz umgesetzt wird, liegt für die öffentlich geförderte Forschung und für die Ausbildungseinrichtungen kein belastbares Umfrageergebnis vor.

7 Erarbeitung konservativer wie auch realistischer Szenarien beim Betrieb von UKP-Lasern

7.1 Ausgangslage

Die Auswahl und Definition der in diesem Kapitel erarbeiteten Umgangsszenarien basiert auf der in Arbeitspaket 1 durchgeführten Recherche und den erarbeiteten Erkenntnissen über den Einfluss der Laserparameter, Materialparameter und Bearbeitungsprozesse auf die entstehende Dosisleistung und den spektralen Verlauf der laserinduzierten Strahlung.

7.2 Befragung der industriellen Anwender zu den genutzten Lasersystemen und Laserparametern und den Lasermaterialbearbeitungsverfahren

AP 2.1: Vorbereitung

Mittels einer schriftlichen Befragung wird eine Auswahl von Anwendern und Herstellern. getroffen, um möglichst ein breites Spektrum der im Markt befindlichen Lasermaschinen abzudecken. Anwendungen und Prozesse werden erfasst und verglichen. Kontakte, sofern sie nicht bereits bestehen, können zu potentiellen Teilnehmern der nachfolgenden Erhebungen über Verbände, Netzwerke und Aufsichtsbehörden hergestellt werden. So wird das breitest mögliche Anwender- und Gerätespektrum erfasst.

Um relevante Informationen von einer möglichst großen Auswahl von Anwendern, Herstellern und Integratoren von UKP-Lasern zu erhalten, wurde eine Online-Umfrage erstellt. Die Umfrage basierte auf dem Content-Management System TYPO3 [83]. Der Inhalt der Umfrage teilte sich in vier Themenkomplexe auf: Laserparameter, Fertigungsprozesse, Gehäuse und Umgebung. Die Umfrage wurde über die Mailing Liste des *UKPL Innovationsnetzwerks* [84] und *Photonics BW eV* [85] an die Netzwerkmitglieder gesendet.

7.2.1 Inhalt der Befragung

Das Ziel der Umfrage war es, einen Überblick über das Gefährdungspotenzial von unterschiedlichen UKP-Laseranlagen zu erhalten. Das Gefährdungspotenzial hängt dabei von einer Vielzahl unterschiedlicher Parameter ab. In der Umfrage wird die Abfrage dieser Parameter in folgende vier Kategorien eingeteilt (siehe Abb. 36):

- Laserparameter: In diesem Bereich wurde nach den Laserparametern gefragt, die laut Arbeitspaket 1 einen besonders großen Einfluss auf die laserinduzierte Röntgenemission haben. Dazu gehören die maximale Laserleistung, die maximale Bestrahlungsstärke, die maximale Repetitionsrate, die maximale und minimale Pulsdauer und die Wellenlänge des Lasers. Zusätzlich konnten Angaben zu einem möglicherweise vorhandenen Burst-Modus gemacht werden.
- Fertigungsprozesse und bearbeitetes Material: In dieser Kategorie wurde nach den typischerweise verwendeten Fertigungsprozessen gefragt. Prozesse wie Flächenbearbeitung, Drehen, Schneiden und Bohren konnten ausgewählt werden. Ein weiteres Umfragefeld war für andere Prozesse vorbehalten. Außerdem konnte angegeben werden, ob es sich um eine Serienfertigung handelt oder eine häufige Änderung der Parameter stattfindet. Um die Abdeckung des Spektrums der Anwendungen besser abschätzen zu können, war außerdem eine Angabe von typischen zu bearbeitenden Materialien erforderlich.
- Gehäuse der UKP-Anlage: In dieser Kategorie wurden vor Allem nach Informationen über das Gehäuse und mögliche Schwachstellen der Schutzwirkung der UKP-Laseranlagen gefragt. Es wird nach der Stärke und dem Material des Schutzgehäuses gefragt. Weitere Angaben zu Sichtscheiben, Zuführklappen und der Größe des Arbeitsraums waren ebenfalls vorgesehen.
- Umgebung der UKP-Anlage: Ein wichtiger Punkt in dieser Kategorie war, ob sich während des Betriebs Personal in der Nähe der Maschine befindet. Ist Personal anwesend, so wurde nach dem Abstand zwischen dem Personal und der Gehäuseaußenwand und nach dem Abstand zwischen dem Arbeitsraum und der Gehäusewand gefragt. Weiterhin wurde nach dem Vorhandensein und dem Abstand von weiteren UKP-Laseranlagen in der Nähe gefragt.

Weitere allgemeine Angaben, ob es sich bei der Firma, um einen Hersteller oder Anwender von UKP-Laseranlagen handelt und Kontaktdaten für mögliche Nachfragen konnten ebenfalls gemacht werden.

7.2.2 Erstellung und Verteilung der Befragung

Wie bereits erwähnt handelte es sich bei der Umfrage, um ein TYPO3 Formular [83]. Als Antwortmöglichkeiten wurden größtenteils einzeilige Textfelder verwendet. Für jeden der vier großen Themenbereiche wurde allerdings auch ein mehrzeiliges Textfeld für detaillierte Erläuterung zu den gemachten Angaben vorgesehen. Eine schematische Darstellung der Umfrage ist in Abb. 36 zu sehen.

Bitte geben Sie in die folgenden Felder Inform Kommunikationskanal und die Daten der Kom	ationen zu ihrer Firma, den besten taktperson ein.	Die folgenden Felder im Abschnitt Fertigungsproz UKPL-Anlagen gedacht. Bitte geben Sie Informa	zesse sind nur für A nwender von ationen über die S chwerpunkte ihrer
Allgemeines		UKP-Lasermaterialbearbeitungsprozesse ein. Fa Bearbeitungsprozess gibt, erstellen Sie bitte ein	lls es mehrere interessante weiteres Formular und füllen es aus
Name der Institution/Firma:	Einzeiliges Textfeld	Fertigungsprozesse	
Sind Sie ein Anwender oder Her- steller von UKP-Laseranlagen ?:	Dropdown: Anwender, Hersteller	Welche Materialien werden bearbeitet? Mehrere Angaben sind	Vierzeiliges Textfeld
Wieviele UKP-Laseranlagen besitzen Sie?:	Einzeiliges Textfeld	Bitte markieren Sie Fertigungs-	
Wieviele UKP-Laseranlagen verschiedener Bauart besitzen Sie?:	Einzeiliges Textfeld	1. Ebenenbearbeitung	Checkbox
Erläuterungen zu der Anzahl an UKP-Laseranlagen:	Fünfzeiliges Textfeld	2. Laserdrehen	Checkbox
Ist eine Kontaktaufnahme erwünscht?:	Checkbox	3. Schneiden	Checkbox
Welche Art der Kontaktaufnahme wäre Ihnen am Liebsten?:	Dropdown: Email, Telefon, Webmeeting	4. Bohren	Checkbox
Wäre eine Besichtigung der Anlagen	Checkbox	5. Anderes, bitte unten erläutern E rläuterungen zu den gewählten	Checkbox
Daten der Kontaktnerso	าท	Fertigungsprozessen Handelt es sich um eine Serien-	Dropdown: Serienfertigung, Häufige
Name der Kontaktperson:	Einzeiliges Textfeld	fertigung oder werden die B earbeitungsparameter häufig	Änderung der Parameter
Telefonnummer:	Einzeiliges Textfeld	geändert? Gibt es offene Klannen oder eine	Checkbox
E-Mail Adresse	Einzeiliges Textfeld	automatische Materialzuführ?	
Name/Bezeichnung des UKP-Lasers:	Einzeiliges Textfeld	wählen Sie diejenige mit dem kleinsten Abstand dem Personal.	zwischen Gehäusewand und
Laserparameter		Umgebung der UKP-Las	eranlagen
Leistung des Lasers in W :	Einzeiliges Textfeld	Befindet sich Personal an der Maschine?	Checkbox
Maximale Peak-Intensität in W/cm ²	Einzeiliges Textfeld	Wie groß ist der Abstand (in cm) zwischen dem Arbeitsplatz des	Einzeiliges Textfeld
Maximale Repetitionsrate des Lasers in kHz:	Einzeiliges Textfeld	Personals und der Gehäusewand?	Finalities Testfold
Wellenlänge in nm, Mehrangaben möglich:	Vierzeiliges Textfeld	zwischen dem Bearbeitungspunkt des Lasers und der Gehäusewand?	Einzeinges textien
Hat der Laser einen Burstmodus?	Checkbox	Wurden bauliche Schutzmaßnahmen	Fünfzeiliges Textfeld
Erläuterungen zum Burstmodus	Fünfzeiliges Textfeld	Gibt es andere Schutzmaßnahmen?	Fünfzeiliges Textfeld
Maximale Pulsdauer in ps:	Einzeiliges Textfeld	Falls ja, welche?	
Minimale Pulsdauer in ps:	Einzeiliges Textfeld	Gibt es weitere Maschinen in der Umgebung? Falls ja, wie groß sind	Zweizeiliges Textfeld
weitere Bemerkungen:	Fünfzeiliges Textfeld	Maschinen?	
Gehäuse			
lst ein Schutzgehäuse für den UKP-Laser vorhanden?	Checkbox		
Aus welchem Material besteht das Gehäuse?:	Einzeiliges Textfeld	Optionales Feld	
Was ist die Mindestdicke (in mm) des Gehäuses?	Einzeiliges Textfeld	Pflichtfeld	
Ist eine Sichtscheibe vorhanden?	Checkbox	Feld, das nach der Eing	gabe nochmal überprüftwerden muss
Welche Größe hat der Arbeits - raum?	Einzeiliges Textfeld	Gruppierung in einen	Themenbereich, te sein
Weitere Bemerkungen zum Gehäuse:	Fünfzeiliges Textfeld		

Abb. 36: Schematische Darstellung der durchgeführten Umfrage. Die Umfrage ist in vier große Themenkomplexe eingeteilt: Laserparameter, Gehäuseparameter, Fertigungsprozesse sowie die Umgebung der UKP-Laseranlagen. Zusätzlich wurden am Anfang der Umfrage allgemeine Informationen zur Firma abgefragt.

Die Durchführung der Umfrage war im Zeitraum zwischen Anfang August 2020 und Anfang Oktober 2020 möglich.

7.2.3 Ergebnisse der Befragung

AP 2.2: Auswahl

Die Auswahl der Teilnehmer der Erhebung erfolgt nach dem Gesichtspunkt der Abdeckung der Breite der Anwendungen sowie dem Schwerpunkt der Anwendung. Die leistungsstarksten Materialbearbeitungssysteme sowie Anwendungen, bei der hohe Dosisleistungen durch räumliche Nähe von Personen zum Materialbearbeitungsprozess zu erwarten sind, werden als Basis für konservative Szenarien verwendet. Der Schwerpunkt der Anwendung definiert das realistische Szenario: Hier wird ein typischer Anwendungsprozess betrachtet und bzgl. der Einflussfaktoren parametrisiert.

Im Zeitraum der Umfrage zwischen August und Oktober 2020 nahmen insgesamt sieben UKP-Laser Anwender, Hersteller und Integratoren an der Befragung teil. Eine Firma nahm mit zwei Systemen an der Umfrage teil. Die Firmen werden hier nicht namentlich genannt, da die Auswertung und Präsentation der Umfrageergebnisse anonymisiert durchgeführt wurde. Stattdessen werden die Firmen im Folgenden chronologisch nach dem Zeitpunkt der Teilnahme sortiert. Dementsprechend werden die Firmen mit Firma 1 bis Firma 7 bezeichnet. Bei Firma 3 und 5 handelt es sich um dieselbe Firma, aber unterschiedliche Systeme. Bei den sechs Teilnehmern handelte es sich um vier Hersteller von UKP-Lasern bzw. Integratoren von UKP-Laseranlagen (Firma 1,4,3/5 und 6) und um zwei Anwender von UKP-Laseranlagen (Firma 2 und 7).

Alle sechs teilnehmenden Firmen waren unter Vorrausetzung einer anonymen Auswertung der Ergebnisse zu einer grundsätzlichen Kontaktaufnahme für Nachfragen durch die PTB bereit. Alle Firmen bis auf Firma 4 bestätigten weiterhin, dass eine Besichtigung der Anlagen unter diesen Umständen möglich ist.

Die Auswahl der Firmen, bei denen eine Datenerhebung in Frage kam, basierte auf zwei Überlegungen. Einerseits wurden für konservative Szenarien alle relevanten abgefragten Parameter mit Gewichten versehen. Die Wahl der Gewichte basierte dabei auf den Erkenntnissen aus AP 1 sowie weiteren Erfahrungswerten von BAM und PTB. Die Angaben zu relevanten Parametern der Firmen wurden miteinander verglichen, sortiert und dann je nach Gewicht mit einem Punktesystem bewertet. Die Gesamtpunkte jeder Firma stellen somit eine gute Abschätzung dafür da, wie wahrscheinlich es ist, ein konservatives Szenario an einer Anlage der Firma einstellen zu können. Die Gewichte und das Punktesystem werden später erläutert. Andererseits wurde aber auch darauf geachtet, mit der Auswahl ein möglichst breites Spektrum an Anwendungen und Fertigungsprozessen sowie Materialien abzudecken, um unterschiedliche realistische Szenarien erfassen zu können.

Im Folgenden sollen einige der interessantesten Ergebnisse der Umfrage zusammengefasst werden. Ein wichtiger Punkt bei der Auswahl ist die Anzahl der vorhandenen UKP-Laseranlagen und wie viele davon unterschiedlicher Bauart sind. Das Streudiagramm in Abb. 37 zeigt die Gesamtzahl aller UKP-Laseranlagen und die Anzahl unterschiedlicher UKP-Laseranlagen aller teilnehmenden Firmen. Bei allen teilnehmenden Firmen bis auf Firma 4 waren also mindestens vier UKP-Lasermaschinen vorhanden von denen auch mindestens zwei unterschiedlicher Bauart waren.



Abb. 37: Gesamtzahl der vorhandenen UKP-Laseranlagen und die Anzahl der UKP-Laseranlagen unterschiedlicher Bauart. Jede Firma hat Zugriff auf mindestens zwei verschiedene UKP-Laseranlagen und die Gesamtzahl der UKP-Laseranlagen liegt bei maximal 6.

Das Streudiagramm in Abb. 38 zeigt die maximale Bestrahlungsstärke und die maximale Laserleistung der leistungsstärksten UKP-Laseranlage der sechs teilnehmenden Firmen. Die Umfrageteilnehmer decken mittlere Laserleistungen im Bereich zwischen 5 W und 200 W ab. Die von den Firmen angegebenen maximalen Bestrahlungsstärken liegen größtenteils im für die Röntgenemission interessanten Bereich zwischen 10¹³ W/cm² und 10¹⁵ W/cm² und decken mehr als zwei Größenordnungen ab.



Abb. 38: Maximale Bestrahlungsstärke und maximale Laserleistung der teilnehmenden Firmen. Die typischen Laserleistungen liegen zwischen 5 W und 200 W und die maximale Bestrahlungsstärke des Lasers liegt für alle Firmen bis auf Firma 6 im relevanten Bereich größer als 10¹³ W/cm² und reicht bis 10¹⁵ W/cm². Die maximale Bestrahlungsstärke des Lasers von Firma 6 beträgt 2 x 10¹² W/cm².

Das Streudiagramm in Abb. 39 zeigt die angegebene maximale und minimale Pulsdauer der teilnehmenden Firmen.



Abb. 39: Maximale und Minimale Pulsdauer der sechs Teilnehmer. Die minimale Pulsdauer liegt bei 1 ps und darunter. Die größte Pulsdauerspanne ist bei Firma 6 mit einer Pulsdauer zwischen 250 fs und 250 ps gegeben.

Die minimale Pulsdauer reicht von 1 ps bei Firma 7 bis zu 250 fs bei Firma 6. Bemerkenswert ist, dass die Laseranlagen von Firma 6 insgesamt 3 Größenordnungen von Pulsdauern zwischen 250 fs und 250 ps abdecken.

Das Streudiagramm in Abb. 40 zeigt die maximalen Repetitionsraten der UKP-Lasermaschinen der einzelnen Firmen und zeigt an, ob ein Burstmodus verfügbar ist. Die Wahl unterschiedlich großer Marker hat keine Bedeutung, sie wurde nur getroffen, um die Daten aller Firmen übersichtlich darstellen zu können.



Abb. 40: Die maximale Repetitionsrate der teilnehmenden Firmen zusammen mit der Angabe, ob ein Burstmodus aktiviert werden kann. Die insgesamt maximale Repetitionsrate liegt bei 2 MHz und wird bei einer Anlage von Firma 5 erreicht. Drei Firmen haben keinen Zugriff zu einem Burstmodus und bei vier Firmen ist ein Burstmodus vorhanden.

Die angegebenen maximalen Repetitionsraten reichen von 300 kHz bis zu 2 MHz. Bei den vorhandenen Burstmodi handelt es sich ausschließlich um Burstmodi, die Unterpulse im Nanosekunden-Abstand erzeugen. Aus den Erfahrungen durch Messungen an der PTB Anlage (siehe Abschnitt 7.3.5) führt das Aufteilen von Einzelpulsen in mehrere Unterpulse im Nanosekundenabstand nicht zu einer erhöhten Dosisleistung der emittierten laserinduzierten Röntgenstrahlung.

Das Diagramm in Abb. 41 zeigt die Stärke des Schutzgehäuses und das Schutzgehäusematerial der leistungsstärksten UKP-Laseranlage der teilnehmenden Firmen. Die meisten Schutzgehäuse bestehen aus Stahl. Es gibt aber auch zwei Angaben von einem Aluminiumgehäuse mit Stärken von 1 mm und 2 mm. Bei diesen Anlagen ist die Schutzwirkung des Schutzgehäuses durch das kleinere Absorptionsvermögen von Röntgenstrahlung von Aluminium gegenüber Stahl deutlich reduziert. Als Material des Schutzgehäuses gab Firma 6 *Metall* an.



Abb. 41: Stärke des Gehäuses und Angabe des Gehäusematerials. Vier der Gehäuse bestehen aus mindestens 1 mm Stahl. Zwei der Gehäuse bestehen aus 1 mm bis 2 mm dickem Aluminium.

Das letzte interessante Parameter-Paar beschreibt die räumliche Nähe des Personals zum Fokuspunkt des Lasers und damit zum Plasma, das die Röntgenstrahlung emittiert. Das Diagramm in Abb. 42 zeigt den Abstand des Personals zum Fokuspunkt des Lasers und den Abstand zur nächsten UKP-Laseranlage. Der Abstand zum Plasma ist bei Firma 5 mit 73 cm besonders gering. Der Abstand zu anderen UKP-Laseranlagen ist mit einem Meter bei dieser Firma ebenfalls niedrig. Solch niedrige Abstände von der Quelle der Röntgenstrahlung und das Vorhandensein von möglicherweise mehreren Röntgenquellen im Umkreis um den Arbeitsplatz des Personals stellt bei unzureichender Abschirmung durch das Schutzgehäuse eine zusätzliche Gefährdung dar.





Weitere interessante Angaben der Firmen können in Tabelle IV gefunden werden. Hier werden unter anderem typische Werkstückmaterialien, Wellenlängen der verwendeten Laser und Bearbeitungsarten aufgelistet.

Firmen	F 1	F 2	F 3	F 4	F 5	F 6	F 7
Wellenlänge [nm]	355;532; 1064	1030;515	1030	1025;512,5	1030	1550	1064;532
Typische Werkstück- materialien	Stahl, Keramik, Kunststoff, Glas, Buntmetalle	Stahl, Aluminium, Kupfer	-	Edelstahl, Aluminium, Kupfer, Oxidkeramik, Kunststoffe, Silizium, Gläser	Metalle, Keramiken, Kunststoffe, Verbundwerk- stoffe	-	Glas, Glaskeramik
Bearbeitungs- arten	Flächen-, Schneid-, Bohrbearbei- tung	-	-	Flächen-, Schneid-, Bohrbearbei- tung	Flächen-, Dreh-, Schneid-, Bohrbearbei- tung	-	Flächen-, Schneid-, Bohrbearbei- tung
Spezielle Bearbeitungs- arten	Multistrahl- bearbeitung	Strukturieren, Abtragen, Bohren	-	-	Zylinder- und Kegelbearbei- tung	-	Filamentieren, Laserablation, Schichtstruktu- rierung

Tabelle IV: Weitere Angaben aus der Umfrage. Die Firmen 1 bis 7 werden mit F 1 bis 7 abgekürzt.

7.3 Datenerhebung

7.3.1 Auswahl der Firmen für die Datenerhebung

7.3.1.1 Gewichtung der abgefragten Parameter

Die sechs teilnehmenden Firmen decken ein sehr breites Spektrum der Anwendung von UKP-Lasern in der Materialbearbeitung ab. Mithilfe eines punktebasierten Bewertungssystems sollen diejenigen Firmen identifiziert werden, bei denen die besten Vorrausetzungen gegeben sind, um konservative Szenarien einzustellen und Energiespektren, sowie Dosisleistungen der emittierten laserinduzierten Strahlung zu messen.

Tabelle V: Gewichtungsfaktoren und Sortierung für alle relevanten Parameter. Die Gewichtung wurde nach AP 1 und den bisherigen Erfahrungen der BAM und PTB bei Messungen an UKP-Laseranlagen gewählt.

Parameter	Gewichtungsfaktor	Sortierung
Anzahl unterschiedlicher UKP-Laseranlagen	1	Höchster zuerst, absteigend
Maximale Laserleistung [W]	5	Höchste zuerst, absteigend
Bestrahlungsstärke [W/cm ²]	5	Höchste zuerst, absteigend
Repetitionsrate [kHz]	2	Höchste zuerst, absteigend
Burstmodus verfügbar	4	20 Punkte, falls "ja"
Maximale Pulsdauer	1	Höchste zuerst, absteigend
Gehäuse vorhanden?	3	15 Punkte, falls "nein"
Gehäusematerial	3	15 Punkte, falls Aluminium
Gehäusestärke	2	Niedrigste zuerst, aufsteigend
Flächenbearbeitung	1	5 Punkte, falls vorhanden
Laserdrehen	3	15 Punkte, falls vorhanden
Schneiden	1	5 Punkte, falls vorhanden
Bohren	1	5 Punkte, falls vorhanden
Häufige Änderung der Parameter	1	5 Punkte, falls "ja"
Personal an Maschine	3	15 Punkte, falls "ja"
Abstand Personal- Plasma	3	Höchste zuerst, absteigend
Abstand zu anderen Maschinen	3	Höchste zuerst, absteigend

Dementsprechend werden die angegebenen Parameter so sortiert, dass der optimale Wert für ein konservatives Szenario den höchsten Punktewert erreicht und derjenige Wert, der am wenigsten aussichtsreich ist, die wenigsten Punkte erhält. Je nach Wichtigkeit des Parameters wird die erreichte Punktzahl dann mit einem Zahlenwert gewichtet. Die Wahl der Gewichte basiert dabei auf den Erkenntnissen aus AP 1 sowie den Erfahrungswerten von BAM und PTB. Das dargestellte Bewertungssystem sollte dabei aber nicht als eine Bewertungsgrundlage in der Regulierung von UKP-Lasermaschinen verstanden werden, sondern kann hier lediglich für die Auswahl der Firmen genutzt werden.

Tabelle V enthält die relevanten Parameter zusammen mit ihren Gewichten und einer Angabe, ob die angegebenen Werte in auf- oder absteigender Reihenfolge sortiert werden. Die für die einzelnen Parameter vergebenen Werte aller Firmen werden sortiert und der Reihenfolge entsprechend Punkte vergeben. Die Firma, die den ersten Wert in der Reihenfolge angegeben hat, erhält 5 Punkte, die Zweite 3 Punkte, die Dritte 2 Punkte und die Vierte erhält 1 Punkt. Die Gesamtpunktzahl für diesen Parameter entspricht dann dem Punktwert multipliziert mit dem Gewichtungsfaktor aus Tabelle V. Zusätzlich gibt es Parameter, die eine feste Punktzahl geben, wenn ein bestimmter Eintrag vorliegt. Zum Beispiel wurden 15 Punkte vergeben, wenn angegeben wurde, dass das Gehäuse aus Aluminium besteht.

Die auf diese Weise ermittelten Gesamtpunktzahlen der Teilnehmer sind in Tabelle VI eingetragen.

Umfrageteilnehmer	Gesamtpunktzahl
Firma 5	130
Firma 7	110
Firma 1	97
Firma 4	86
Firma 3	62
Firma 2	54
Firma 6	28

Tabelle VI: Die nach dem beschriebenen Punktesystem ermittelten Gesamtpunkte der sechs an der Umfrage teilnehmenden Firmen

7.3.1.2 Auswahl von Anwendern und Herstellern

Die erreichte Punktzahl der Firmen spielte eine entscheidende Rolle bei der Auswahl der Firmen, bei denen eine Datenerhebung durchgeführt werden sollte. Die erreichten Gesamtpunkte für jede Firma stellen eine gute Abschätzung dafür da, wie wahrscheinlich es ist, ein konservatives Szenario an einer Anlage der Firma einstellen zu können.

Allerdings wurde auch darauf geachtet mit der Auswahl ein möglichst breites Spektrum an Anwendungen und Fertigungsprozessen sowie Materialien abzudecken, um unterschiedliche realistische Szenarien erfassen zu können. Auf Basis dieses Bewertungssystems und Überlegungen bezüglich von Routine Szenarien wurden die Firmen 1, 5 und 7 ausgewählt.

Firma 7 war hinsichtlich der Untersuchung von konservativen Szenarien interessant, weil bei ihrem leistungsstärksten Laser ein Burstmodus mit vielen Optionen verfügbar ist. Hinzu kommt, dass ein Schutzgehäuse aus Aluminium vorlag und eine vergleichsweise hohe Laserleistung von 200 W erreicht werden konnte. Hinsichtlich Routine-Szenarien war diese Firma ebenfalls interessant, da es sich um einen internationalen Technologiekonzern handelte, der sich auf die Herstellung und Bearbeitung von Glas und Glaskeramiken spezialisiert hat. Mit Firma 7 wurde eine Besichtigungs- und Messreise zwischen dem 13.04. und dem 16.04.2021 festgelegt.

Firma 5 war hinsichtlich der Untersuchung von konservativen Szenarien interessant, weil hohe mittlere Laserleistungen von bis zu 140 W erreicht werden konnten und gleichzeitig sich das Personal sehr nah, in einer Entfernung von nur etwa 70 cm, am Plasma befand. Außerdem waren mit dieser UKP-Laseranlage viele verschiedene Bearbeitungsprozesse einstellbar, was auch für die Untersuchung von unterschiedlichen Routineszenarien vorteilhaft war. Die Besichtigungs- und Messreise zu Firma 5 wurde in den Zeitraum zwischen dem 25.05. und dem 28.05.2021 gelegt.

Firma 1 war vor allem hinsichtlich der Untersuchung von konservativen Szenarien interessant, weil das Personal nahe am Plasma war und gleichzeitig ein dünnes Stahlgehäuse verwendet wurde. Außerdem gab es viele interessante Optionen, wie eine Multistrahlbearbeitung und eine Fokussierungsoptik, die den Laser am Bauteil auf 1 μ m bis 5 μ m fokussieren konnte. Die Messreise zu Firma 1 war im Juni 2021 geplant, wurde jedoch nicht durchgeführt, da die Optik für die Multistrahlbearbeitung defekt war.

7.3.2 Inhalt der Datenerhebung

AP 2.3: Inhalt der Erhebung

Es werden alle relevanten Eigenschaften des Betriebs erfasst und in das entsprechende Szenario eingeordnet. Sofern Daten fehlen, werden diese vor Ort ermittelt. Dies kann auch Messungen mit Dosimetern am und im Strahlenschutzgehäuse einschließen. Falls Messungen erforderlich sind, werden diese so durchgeführt, dass sie auf die nationalen Normale rückgeführt sind. Damit ist sichergestellt, dass das Projekt auf einem metrologisch belastbaren Datenfundament aufsetzt.

Die in AP 1 definierten relevanten Parameter werden bei der Erhebung auf ihre

Praxistauglichkeit geprüft. Notwendige Anpassungen werden in AP 1 rückgekoppelt und so das Ergebnis optimiert.

Es wurden folgende Messmittel für die Messungen bei den beiden Firmen verwendet:

- Automess 6150AD-b/E [86]
- Automess 6134A/H [87]
- Amptek X-123 CdTe Spektrometer [88] •
- Radiographie System und Radiographiefolien von Dürr NDT [89] •

Die beiden Automess Dosimeter wurden in den Strahlungsfeldern der PTB kalibriert. Dabei wurde auch eine Strahlungsqualität von N-15 mit einer mittleren Photonenenergie von etwa 12,4 keV verwendet [90].

7.3.3 Datenerhebung bei Firma 7

7.3.3.1 Vorbereitungen

Die Messreise zu Firma 7 wurde zwischen dem 13.04. und dem 16.04.2021 durchgeführt. Im Vorfeld wurde in zwei Videokonferenzen besprochen an welchen Anlagen Untersuchungen und dosimetrische und spektrometrische Messungen durchgeführt werden konnten. Bei der ausgewählten Maschine handelte es sich um eine begehbare 3D-Micromac microSHAPETM UKP-Laseranlage mit einem Amphos XHE 200 W Laser. Diese UKP Maschine verfügte über den leistungsstärksten Laser bei Firma 7. Ein Foto vom Innenraum der Anlage ist in Abb. 43(a) zu sehen.



Abb. 43: (a) Innenraum der 3D-Micromac microSHAPE[™] UKP-Laseranlage von Firma 7. Die Anlage ist begehbar und mit mehreren Sicherheitssystemen ausgerüstet, die das Betreten der Anlage während des Betriebs verhindern sollen. Ein Beispiel eines solchen Sicherheitssystems ist in (b) zu sehen.

Der Laser wurde mit einer Festoptik verwendet, die den Laserstrahl auf dem Werkstück auf einen Durchmesser von etwa 12 μm fokussierte. Die Bewegung des Lasers auf dem Werkstück musste dementsprechend mit dem Tisch durchgeführt werden. Die typische Vorschubgeschwindigkeit war aus diesem Grund mit 100 mm/s vergleichsweise niedrig. Wie in Abb. 43 zu sehen ist, ist die Anlage begehbar und aus diesem Grund mit mehreren Sicherheitssystemen gegen Betreten während des Betriebs gesichert.

7.3.3.2 Durchführung der Datenerhebung

Zunächst wurde das Messequipment in der begehbaren UKP-Laseranlage 3D-Micromac microSHAPETM aufgebaut. Im Innenraum gab es mehrere Sicherheitssysteme, die sicherstellen sollen, dass während des Betriebs niemand die Anlage betritt (siehe Abb. 43(b)). Für den Aufbau der Messgeräte war besonders ein Laser-Sicherheitsscanner der Firma Sick [91] relevant, der mithilfe der *time of flight* Methode den Raum auf Objekte in einem großen Bereich im Innenraum der Anlage überwacht.

Der Bereich, der vom Laser-Sicherheitsscanner überwacht wurde, lag in einer Höhe von etwa 10 cm bis 30 cm oberhalb der Granittische. Wenn der Laser-Scanner ein Objekt im Gefahrenbereich registriert, konnte der Laser nicht gestartet werden, beziehungsweise wurde der Laser im Betrieb notausgeschaltet. Durch diese Einschränkungen konnte der unter Verwendung von Stativmaterial geplante Aufbau nicht genutzt werden. Stattdessen wurden Gewinde in der Decke verwendet, um eine ähnliche Konstruktion von der Decke zu realisieren. Allerdings konnten die Messgeräte aufgrund von der Gefahrenzone des Sicherheitsscanners nicht an den optimalen Positionen platziert werden. Der Aufbau der Messgeräte innerhalb der Anlage ist in Abb. 44 zu sehen.



Abb. 44: (a) Positionierung des X-123 CdTe Spektrometers und des Automess 6150 Dosimeters im Innenraum der UKP-Laseranlage. Das Spektrometer wurde in einer Dose aus Weißblech platziert und mit Schaumstoff von der Dose isoliert, um EMV Einflüsse zu verhindern. Aufgrund des Sicherheitsscanners und der Abschirmung durch optische Komponenten konnten die Messgeräte nur etwa senkrecht zu der Bewegungsrichtung des Tisches aufgebaut werden. (b) Positionierung der Radiographiefolie in etwa 10 cm Abstand vom Bearbeitungspunkt des Lasers.

Für die ersten Tests wurde eine Flächenbearbeitung einer mitgebrachten Wolframplatte eingestellt. Die bearbeiteten Flächen waren 15 x 15 mm² große Quadrate. Der Prozess lief folgendermaßen ab: Zunächst wurde eine 15 mm lange Linie in z.B. +y-Richtung gefahren.

Anschließend wurde der Laser um einen Fokusdurchmesser in +x-Richtung zugestellt und anschließend eine neue Linie in -y-Richtung abgefahren. Dieser Prozess wird von nun an bidirektionale Flächenbearbeitung genannt. Die eingestellte Repetitionsrate war 400 kHz, die Pulsdauer 10 ps, die Pulsenergie 550 µJ. Bei den ersten Prozessen wurde nur ein Bruchteil der Leistung verwendet, um vorsichtig zu testen, wie sich das Material verhält und um die Optik nicht zu beschädigen. Es wurde eine Festoptik verwendet und der Fokusdurchmesser auf dem Werkstück betrug 10 bis 12 µm. Die Vorschubgeschwindigkeit des Tisches, der für das Abfahren der Linien gesorgt hat, war 100 mm/s. Der Versatz zwischen zwei benachbarten Linien entsprach einem Fokusdurchmesser. Bei diesen Einstellungen sind zwei benachbarte Bearbeitungspunkte entlang einer Linie nur etwa 250 nm voneinander entfernt. Durch den großen Überlapp zwischen zwei benachbarten Bearbeitungspunkten wurden dementsprechend tiefe Löcher auf der Materialoberfläche erzeugt. Insgesamt wurde bei diesen Einstellungen deutlich mehr Material abgetragen als bei der Flächenbearbeitung an der PTB UKP-Laseranlage wie in Abb. 45 zu sehen ist.



Abb. 45: Foto von der zur Flächenbearbeitung genutzten Wolframplatte. Die quadratischen Flächen sind die Bereiche, die mit dem Laser bearbeitet wurden. Wie zu sehen ist, weisen die bearbeiteten Flächen im Bereich vorne, die bei Firma 7 bearbeitet worden sind, wesentlich tiefere Strukturen auf als die bearbeiteten Flächen auf der linken Seite, die an der PTB UKP-Lasermaschine bearbeitet worden sind.

Die im unteren Teil der Platte bearbeiteten Flächen wurden bei Firma 7 bearbeitet und sind sichtbar tiefer als die Flächen links, die an der PTB bearbeitet worden sind. Bei 4 Wiederholungen der Flächenbearbeitung bei Firma 7 wurde insgesamt eine Materialstärke von etwa 500 μ m abgetragen. An der PTB Anlage wurden üblicherweise nur wenige μ m Material pro Durchgang abgetragen. Durch den hohen Materialabtrag wurden tiefe Gräben im Material erzeugt. Dadurch wird die emittierte Röntgenstrahlung vom umgebenen Material absorbiert. Da die Messgeräte aufgrund der Einschränkungen durch den Sicherheitsscanner nicht entlang der Bearbeitungsrichtung der 15 mm langen Linien angeordnet werden konnten,
sondern in einem sehr großen Winkel zwischen 45° und 60° dazu, erreicht ein Großteil der emittierten Röntgenstrahlung die Messgeräte nicht.

Da der Abtrag so groß war, musste die Absaugung in der Maschine provisorisch verstärkt werden, indem die Öffnung der Absaugung mithilfe einer Verlängerung näher an die Bearbeitungsposition herangeführt wurde. Trotzdem musste nach jeder Bearbeitung die Linse der Fokussierungsoptik von Schmauchspuren gesäubert werden, um die Qualität der Fokussierung nicht zu vermindern. Um die Abstrahlrichtung und die Größe des Strahlungsfelds abschätzen zu können, wurde eine Radiographiefolie im Innenraum der Anlage in der Nähe des Bearbeitungspunkte angebracht (siehe Abb. 44(b)).

Das aufgenommene Graustufenbild der Radiographiefolie ist in Abb. 46(a) zu sehen. Zur Orientierung sind sowohl in Abbildung 44(b) als auch 47(a) ein Koordinatensystem eingezeichnet. Da sich die Folie sehr nah an dem Plasma befand und sich dadurch der Abstand der einzelnen Bildpunkte von der Röntgenquelle stark unterscheiden kann, wurde eine Distanzkorrektur des Graustufenbilds durchgeführt.

Der kürzeste Abstand zwischen Radiographiefolie und dem Bearbeitungspunkt ist in Abbildung 44(b) als roter Punkt im unteren linken Bereich des Graustufenbildes eingezeichnet. Der Abstand hier beträgt etwa 10 cm. Da die Graustufenwerte proportional zur Intensität der Röntgenstrahlung sind und die Intensität mit dem Abstandsquadrat abnimmt, können die abstandskorrigierten Graustufenwerte

$$G(r_0) = G(r) r^2 / r_0^2$$
(9)

Berechnet werden. Dabei ist $G(r_0)$ der abstandskorrigierte Graustufenwerte bei dem Referenzabstand r_0 (hier 10 cm). G(r) ist der gemessene Graustufenwert im Abstand r. Der Abstand r kann aus der Position des Pixels (u,v) auf der Radiographiefolie und Position des Referenzabstands (u_0,v_0) sowie der Pixelgröße p (hier 200 µm) berechnet werden:

$$r^{2} = r_{0}^{2} + p^{2} (u - u_{0})^{2} + p^{2} (v - v_{0})^{2}$$
(10)

Weitere Korrekturen durch zusätzliche Absorption in der weiteren Strecke, die in Luft zurückgelegt werden muss und eine mögliche Winkelabhängigkeit der Radiographiefolie wurden hier nicht berücksichtigt.

Das abstandskorrigierte Graustufenbild ist in Abb. 46(b) dargestellt. Am unteren Rand des Graustufenbildes ist der Rand der Radiografiefolie als scharfe Kante zu erkennen. Wie in Abbildung 44 (b) zu sehen ist, befindet sich diese Kante sehr nah an der Oberfläche der Wolframplatte. Der Bereich mit einer hohen Röntgenemission, gekennzeichnet durch weiße und hellgraue Pixel ist sehr flach über der Wolframplatte zu erkennen. Die Röntgenstrahlung wird, wie erwartet, größtenteils parallel zu der Linienbewegung (eingezeichnete *y*-Richtung) emittiert. Ein Querschnitt der unkorrigierten und abstandskorrigierten Graustufenwerte senkrecht zur Wolframoberfläche (*z*-Richtung) ist in Abbildung 46(c) dargestellt. Wie zu sehen ist hat die Abstandskorrektur einen nicht vernachlässigbaren Einfluss. Allerdings ist die Abstrahlung auch nach der Korrektur noch sehr flach. Die für den Querschnitt verwendeten Pixel sind in Abb. 46(a) und (b) mit einem roten Rechteck hervorgehoben.

Die Messergebnisse mit der Radiografiefolie zeigen, dass die Messgeräte am Rand des Strahlungsfelds positioniert worden sind und damit nicht die maximale Dosisleistung gemessen worden ist. Allerdings war aufgrund des durch den Sicherheitsscanner beschränkten Bereich im Innenraum keine bessere Positionierung der Messgeräte möglich.



Abb. 46: (a) Unkorrigiertes und (b) abstandskorrigiertes Graustufenbild, das mit der Radiographiefolie aus Abb. 44(b) aufgenommen wurde. Je heller die Pixel sind, desto höher war die Intensität der Röntgenstrahlung. Ein Großteil der Röntgenstrahlung wird sehr flach und fast ausschließlich parallel zur Bewegungsrichtung des Tisches abgestrahlt. Die Kante der Radiographiefolie ist sehr gut als plötzlicher Abfall der Graustufenwerte im unteren Teil des Bildes zu erkennen. Die eingezeichnete Box zeigt den Bereich der Pixel, die für das Profil in (c) verwendet wurden. (c) Querschnitt der Graustufenwerte entlang der vertikalen Achse (z-Achse) in (a) und (b). Die in (a) und (b) markierten Pixel wurden zur Berechnung des Querschnitts verwendet. Der rapide Abfall durch die Materialkante auf der linken Seite und der ebenfalls schnelle, aber kontinuierlichere Abfall der Intensität in vertikaler Richtung, rechts im Querschnitt, ist gut zu erkennen.

Um EMV Probleme zu verhindern wurde das X-123 Spektrometer in einer Dose aus Weißblech platziert und mit mehreren Lagen herkömmlicher Aluminiumfolie umwickelt. Die Dose war mit Schaumstoff gefüllt, so dass das Spektrometer von der umgebenen Dose isoliert war. Die aufgenommenen Pulshöhenspektren für eine Messung mit und ohne einen 50 µm dicken Kupferfilter ist in Abb. 47 dargestellt. Dabei wurde eine Pulsenergie von 550 mJ, eine Pulsdauer von 1 ps und eine Repetitionsrate von 400 kHz eingestellt. Der Fokusdurchmesser betrug 10 µm bis 12 µm und es wurde die typische Flächenbearbeitung von 15 x 15 mm² großen Quadraten verwendet. Die Spitzen-Intensität lag dementsprechend bei etwa 9,1 x 10^{14} W/cm².



Abb. 47: Pulshöhenspektrum aufgenommen mit einem X-123 CdTe Spektrometer bei einem Flächenbearbeitungsprozess. Die Pulsenergie des Lasers war 550 μJ, die Repetitionsrate war 400 kHz, die Pulsdauer war 1 ps und der Fokusdurchmesser lag bei etwa 10 μm. Es werden die gemessenen Pulshöhenspektren ohne einen zusätzlichen Kupferfilter (blau) und mit einem Kupferfilter (grün) dargestellt. Die orange Kurve basiert auf der Faltung der ungefilterten Kurve mit der Transmissionsfunktion von 50 μm Kupfer.

Zusätzlich wurde das Pulshöhenspektrum ohne Kupferfilter rechnerisch mit der energieabhängigen Transmissionsfunktion

$$T(E, d) = e^{-\mu(E) d} = e^{-(\mu(E)/\rho) \times \rho d}$$
(11)

gefaltet (siehe Abb. 48), um das Spektrum zu ermitteln, dass nach der Transmission durch einen 50 µm dicken Kupferfilter erwartet werden würde. Dabei ist d = 50 µm die Dicke des Materials, ρ seine Dichte und $\mu(E)/\rho$ der energieabhängige Massenschwächungskoeffizient des entsprechenden Materials, in diesem Fall Kupfer. Der hier verwendete energieabhängige Massenabschwächungskoeffizient von Kupfer kann beispielsweise aus einer Tabelle des NIST [92] entnommen werden. Die tabellierten Werte wurden logarithmisch interpoliert, um für jeden Energiekanal einen entsprechenden Wert des Massenschwächungskoeffizienten zu erhalten.



Abb. 48: Transmissionsfunktion in Abhängigkeit von der Photonenenergie für 50 μm Kupfer. Die Funktion wurde mit Gleichung 11 berechnet und basiert auf den energieabhängigen Massenschwächungskoeffizienten von der NIST Homepage [92].

Wie in Abb. 47 zu sehen ist, stimmt das mithilfe der Transmissionsfunktion bestimmte Pulshöhenspektrum sehr gut mit dem gemessenen Pulshöhenspektrum mit einem 50 μ m Kupferfilter überein. Der starke Abfall des Spektrums bei etwa 9 keV, der durch die Absorptionskante des Kupfers entsteht ist klar sichtbar. Die Abweichung im Bereich höher als 15 keV kann dadurch erklärt werden, dass es sich um Signale handelt, die durch Pile-Up verursacht worden sind. Dafür spricht auch, dass das Pulshöhenspektrum mit zusätzlichem Kupferfilter keine Einträge in diesem Energiebereich hat.

In Abb. 49 ist der Vergleich der Pulshöhenspektren für zwei verschiedene Kombinationen von Pulsenergie und Repetitionsrate dargestellt. Die erste Messung fand bei einer Repetitionsrate von 50 kHz und einer Pulsenergie von 1980 μ J statt, während die zweite Messung bei einer Repetitionsrate von 200 kHz und einer Pulsenergie von 550 μ J durchgeführt wurde. Die jeweiligen Spitzen-Intensitäten waren etwa 3,3 x 10¹⁵ W/cm² bzw. 0,9 x 10¹⁵ W/cm². Die Anzahl der Photonen pro Energiekanal des Spektrometers wurde jeweils durch die Dauer der Messung geteilt, um die Messungen miteinander vergleichen zu können.



Abb. 49: Pulshöhenspektren für zwei verschiedene Pulsenergie und Repetitionsraten Kombinationen. Die Anzahl der Photonen pro Energiekanal wurde durch die Gesamtdauer der Messung geteilt, um beide Spektren miteinander vergleichbar zu machen. Wie zu sehen ist bewirkt die Erhöhung der Bestrahlungsstärke durch die höhere Pulsenergie eine Verschiebung des Pulshöhenspektrums zu höheren Photonenenergien. Insgesamt ist die Anzahl der Röntgenphotonen aber sehr gering, was auch in separaten Dosisleistungsmessungen mit einem Automess 6150 bestätigt wurde.

Wie erwartet führt eine Erhöhung der Pulsenergie und der damit einhergehenden Erhöhung der Spitzen-Intensität zu einer Verschiebung zu höheren Photonenenergien. Auch zeigt sich, dass die mittlere Leistung des Lasers, die für beide Kombinationen aus Pulsenergie und Repetitionsrate etwa gleich ist, nicht als einfacher Skalierungsparameter verwendet werden kann, da sich die Spektren voneinander unterscheiden. Für die Messung mit einer Repetitionsrate von 50 kHz und einer Pulsenergie von 1980 µJ sieht man auch einen Anstieg der Anzahl der Photonen in niedrigen Energiekanälen zwischen 5 keV und 7 keV. Die Herkunft dieses Peaks konnte nicht geklärt werden, allerdings spielen sie bezüglich des Gefährdungspotenzials an geschlossenen UKP-Laseranlagen nur eine untergeordnete Rolle, weil ein Großteil der Photonen beim Durchqueren des Schutzgehäuses absorbiert werden würde und damit das Personal an der Maschine nicht erreichen.

Insgesamt ist die Intensität der gemessenen Röntgenphotonen sehr gering. Dies wird auch durch die komplementären Dosisleistungsmessungen mit dem Automess 6150 Dosimeter bestätigt. Während der Flächenbearbeitung mit einer Pulsenergie von 1980 μ J wurde eine Umgebungsäquivalentdosisleistung d $H^*(10)/dt$ von etwa 1 μ Sv/h gemessen. Allerdings ist dabei zu beachten, dass wie bereits erwähnt die Messgeräte aufgrund von Beschränkungen durch das Sicherheitssystem nicht an den optimalen Stellen in der Anlage platziert werden konnten.

Es konnten keine weiteren Untersuchungen an der 3D-Micromac microSHAPE[™] UKP-Laseranlage durchgeführt werden, da während einer Folgemessung das Laserscanner-Sicherheitssystem ausschlug und den Ultrakurzpuls-Laser bei Volllast während des Betriebs ausschaltete. Im Anschluss konnte der UKP-Laser wegen einer defekten Pump-Diode nicht wieder gestartet werden.

Aufgrund des Ausfalls der 3D-Micromac microSHAPETM UKP-Laseranlage wurden anschließend weitere Messungen an einem Setup mit einem Coherent HR50 durchgeführt. Der Laser hatte eine Leistung von 35 W, eine Repetitionsrate von 200 kHz und eine Wellenlänge von 1064 nm. Die Pulsenergie lag bei 175 μJ und die Pulsdauer lag bei 10 ps. Der Fokusdurchmesser betrug ungefähr 20 μm. Dementsprechend war die Spitzen-Intensität etwa 1,0 x 10¹³ W/cm² und somit deutlich niedriger als bei der 3D-Micromac microSHAPETM UKP-Laseranlage mit einer Leistung von 220 W. Diese Laser- und Bearbeitungsparameter werden von Firma 5 zur Bearbeitung von Glas verwendet. Aus diesem Grund wird dieses Szenario als Routineszenario für die Glasbearbeitung verwendet.

Bei Messungen im Rahmen des Routineszenarios Glasbearbeitung sowohl an Wolfram als auch einer dünnen Glasprobe aus Borosilikatglas als Targetmaterial im Innenraum sehr nah am Bearbeitungspunkt konnte keine Abweichung der Anzeige des Automess 6150 Dosimeters von der natürlichen Umgebungsstrahlung festgestellt werden. Auch mit dem CdTe Spektrometer und den Radiographiefolien konnte kein Signal von laserinduzierter Röntgenstrahlung aufgezeichnet werden. Dieses Ergebnis ist nicht unerwartet, da mit 1,0 x 10¹³ W/cm² eine vergleichsweise niedrige Spitzen-Intensität vorliegt. Eine Spitzen-Intensität von 10¹³ W/cm² wird typischerweise als Grenzwert angegeben, ab dem die Emission von Röntgenstrahlung bei Materialbearbeitung mit UKP-Lasern stattfindet.



Abb. 50: Außenansicht des Gehäuses des zweiten Setups mit einem Coherent HR50 Laser mit einer Leistung von 35 W. Das Gehäuse besteht aus 2 mm Stahl, allerdings bestehen die Sichtscheiben nur aus PMMA und sind mit einem dünnen Aluminiumblech verklebt. Die Türen aus Stahl schließen nicht bündig ab. In diesem schmalen Bereich schirmt nur eine Gummilippe die Röntgenstrahlung ab.

Trotz der nicht nachzuweisenden Röntgenemission ist das zweite Setup (siehe Abb. 50) hinsichtlich der Gefährdung durch laserinduzierte Strahlung interessant, denn das Gehäuse weist einige Besonderheiten auf. Zum einen besteht das Gehäuse zwar aus 2 mm Stahl, allerdings sind die Sichtscheiben nur aus PMMA, das mit einem dünnen Aluminiumblech verstärkt wurde. Zum anderen befindet sich ein dünner Schlitz zwischen den geschlossenen Türen, in dessen Bereich kein Stahl, sondern nur eine Gummilippe vorliegt. Dieser Bereich stellt hinsichtlich der Transmission von Röntgenstrahlung eine Schwachstelle des Gehäuses dar. Hinzu kommt, dass der eingebaute Laser nach Angaben von Firma 7 in der Vergangenheit ausgetauscht worden ist. Wäre ein leistungsstärkerer Laser verbaut worden, könnte die Schwachstelle im Gehäuse eine Gefährdung für das Personal darstellen.

Die wichtigsten Laserparameter und die gemessenen maximalen Werte der Umgebungs-Äquivalentdosisleistung sind in Tabelle VII zusammengefasst.

Tabelle VII: Relevante Laserparameter für die Messungen bei Firma 7. Die gemessenen maximalen Dosisleistungswerte sind
ebenfalls angegeben. Die angegebenen Unsicherheiten wurden aus den Kalibirierfaktoren des Automess 6150 per
Fehlerfortpflanzung berechnet.

UKP-Laser Maschine	Repetitionsrate [kHz]	Pulsenergie [µJ]	Peak Intensität [W/cm²]	Max. d <i>H</i> *(10)/d <i>t</i> [μSv/h]
2D Mieromoo	400	550	9,1 × 10 ¹⁴	128 ± 8
3D-Micromac microSHAPE [™]	200	550	9,1 × 10 ¹⁴	24 ± 2
	50	1980	3,3 × 10 ¹⁵	0,90 ± 0,06
Zweites Setup mit 200 Coherent HR50 Laser		175	1,0 × 10 ¹³	Nulleffekt

7.3.3.3 Ermittelte Umgangsszenarien

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert konnten trotz Erfahrungen mit der Erzeugung von laserinduzierter Strahlung, langer Vorbereitung auf die Messungen und hoher Laserleistungen keine hohen Umgebungs-Äquivalentdosisleistungen bei Firma 7 nachgewiesen werden. Dafür gab es mehrere Gründe. Zum einen wurde viel Material abgetragen, was zu viel Materialüberresten in der Luft nahe der Werkstoffoberfläche führte. Diese Überreste haben möglicherweise dafür gesorgt, dass Röntgenstrahlung in der Luft stärker absorbiert wurde als erwartet und andererseits die Bestrahlungsstärke des Lasers auf dem Werkstück vermindert. Andererseits lag das Plasma, also die Quelle für die laserinduzierten Röntgenphotonen, tief im Material. Aus diesem Grund wurde ein Großteil der Röntgenphotonen im Material selbst absorbiert und gelangte nicht bis zu den Messgeräten. Hinzu kam, dass die Messgeräte aufgrund von Sicherheitssystemen im Innenraum nicht in Richtung der erwarteten Emissionsrichtung der Röntgenstrahlung positioniert werden konnten. Aus diesen Gründen konnten keine konservativen Szenarien bei den Messungen bei Firma 7 untersucht werden. Allerdings wurde ein typisches Routineszenario für die Glasbearbeitung untersucht. Bei diesem Szenario mit einer Spitzen-Intensität von etwa 1 x 10¹³ W/cm² konnte sowohl mit dem X-123 Spektrometer, dem Automess 6150 als auch Radiographiefolien keine Röntgenemission nachgewiesen werden.

7.3.4 Datenerhebung bei Firma 5

7.3.4.1 Vorbereitungen

Die Messreise zu Firma 5 wurde zwischen dem 25.05 und dem 28.05.2021 durchgeführt. Im Vorfeld wurde in einer Videokonferenz besprochen, an welchen Anlagen dosimetrische und spektrometrische Messungen durchgeführt werden sollten. Es wurden zwei Anlagen ausgewählt, die im folgenden Anlage I und Anlage II genannt werden.

Anlage I war mit einem TRUMICRO Laser mit einer maximalen mittleren Leistung von 160 W ausgestattet. Die maximal einstellbare Pulsenergie betrug 1,7 mJ, die Pulsdauer war 0,9 ps, bei einer Repetitionsrate von 100 kHz und einer Wellenlänge von 1030 nm. Es wurde sowohl eine Festoptik als auch eine Trepanieroptik verwendet. Der Fokusdurchmesser betrug 56 µm mit Festoptik bzw. 110 µm mit Trepanieroptik. Die Trepanieroptik musste nach einigen Messungen verwendet werden, weil sonst Schäden an den Fokussierungslinsen aufgrund der hohen Laserintensitäten auftreten können. Beide Werte für den Fokusdurchmesser wurden mittels einer Messung der Laserspots unter einem Mikroskop bestätigt. Die maximale mögliche Spitzen-Intensität war dementsprechend etwa 1,4 x 10¹⁴ W/cm². Allerdings wurde diese nicht erreicht, da vor dem Einstellen der maximalen Pulsenergie aufgrund von thermischen Effekten auf den Optikkomponenten festgestellt wurde, dass die Trepanieroptik verwendet werden muss. Dementsprechend war die maximal erreichte Spitzen-Intensität nur etwa 3,7 x 10¹³ W/cm². Die Repetitionsrate des Lasers konnte durch das Aktivieren eines Burstmodus künstlich auf bis zu 10 kHz reduziert werden. Die Anlage hatte ein Schutzgehäuse aus 2 mm Stahl sowie eine Strahlenschutzscheibe. Der Vorschub dieser Anlage war sehr gering mit 1,67 mm/s. Aus diesem Grund und der hohen Laserleistung wurde während der Materialbearbeitung vergleichsweise viel Material abgetragen. An dieser Anlage wurden Flächenbearbeitungs- und Feinschneidszenarien untersucht.

Anlage II war mit einem TRUMICRO mit einer maximalen Leistung von 80 W ausgestattet. Die maximale einstellbare Pulsenergie bei dieser Anlage betrug etwa 180 μ J. Die Pulsdauer war 1 ps, die Repetitionsrate war auf 200 kHz fixiert und die Wellenlänge betrug wie bei Anlage I 1030 nm. Da bei dieser Anlage Drehprozesse untersucht werden, ist eine Angabe der effektiven Bestrahlungsstärke schwierig. Nominell bei senkrechtem Einfall betrug der Fokusdurchmesser allerdings (mit Trepanieroptik) 200 μ m. Die Bestrahlungsstärke war hier also noch deutlich niedriger mit nur etwa 1 x 10¹² W/cm². Die Anlage hatte ebenfalls ein 2 mm dickes Schutzgehäuse aus Stahl und eine Strahlenschutzscheibe. Da allerdings nicht genug Platz im Innenraum für die Messgeräte war, wurde ein Sicherheitskreis überbrückt und die Tür der Anlage während der Messungen offengelassen. Während der Messungen wurde der Bereich vor der Anlage abgesperrt. An dieser Anlage wurden Dreh- und Einstechprozesse untersucht.

7.3.4.2 Durchführung der Datenerhebung

Die aufgebauten Messsysteme in Anlage I sind in Abb. 51 dargestellt. An der Anlage wurden zunächst einige vorbereitende Messungen durchgeführt. Dabei wurde die Pulsenergie langsam erhöht und festgestellt, dass bei hohen Pulsenergien ein hoher Abtrag des Materials zu erhöhtem Vorkommen von Materialüberresten in der Nähe des Werkstücks führt und die Fokussierungsoptik durch die hohen Intensitäten stark belastet wird. Um die Materialüberreste zu entfernen, wurde Druckluft als Prozessgas verwendet. Außerdem wurde eine Trepanieroptik verwendet, um die thermische Wirkung auf die optischen Komponenten zu reduzieren. Zusätzlich wurde während der Untersuchungen festgestellt, dass die gemessene Dosisleistung am Anfang der Bearbeitungsprozesse wesentlich höher war als am Ende. Dieser Effekt scheint ebenfalls mit der thermischen Wirkung auf die optischen Komponenten in Verbindung zu stehen, denn wenn der Laser während des Prozesses kurz ausgeschaltet wurde (zum Beispiel beim Zurückspringen des Lasers beim Ansetzen einer neuen Linie in der Flächenbearbeitung), war die Dosisleistung über den gesamten Prozess deutlich konstanter. Beim Zurückspringen wurde der Laser sehr langsam bewegt. Die dadurch entstehende kurze Zeit ohne thermische Einflüsse auf die optischen Komponenten war offenbar ausreichend, um die optischen Komponenten wieder in den Zustand am Anfang des Bearbeitungsprozesses zu bringen. Dadurch wurden dann während des gesamten Prozesses dieselben Voraussetzungen beim Erzeugen des Plasmas auf der Materialoberfläche gewährleistet.



Abb. 51: Aufbau der Messgeräte im Innenraum von Anlage I bei Firma 5. Die Messungen wurden an einer Wolframplatte durchgeführt. Die Photonenspektren wurden mit dem X-123 CdTe-Spektrometer von Amptek aufgenommen. Die Umgebungs-Äquivalentdosisleistung wurde mit einem Automess 6150 gemessen.

Für die Messungen des Routine Flächenbearbeitungsszenarios wurden analog zu den Flächenbearbeitungsprozessen bei Firma 5, 15 x 15 mm² große Quadrate auf einer Wolframplatte bearbeitet. Hier wurde allerdings kein bidirektionales Abfahren eingestellt, sondern stattdessen nur in eine Richtung parallel zur Tür bearbeitet. Die Bewegung des Lasers fand dabei so statt, dass die laserinduzierte Strahlung (entgegen der Laserbewegung) in Richtung des Automess 6150 emittiert wurde. Der Abstand zwischen Bearbeitungspunkt des Lasers und dem Automess 6150 in Anlage I war etwa 260 mm. Das X-123 Spektrometer wurde im Abstand von etwa 265 mm positioniert und befand sich in einem Winkel von etwa 45° zur Hauptemissionsrichtung.

Die Messungen zur Flächenbearbeitung wurden bei einer Pulsenergie von 1,7 mJ, einer Repetitionsrate von 10 kHz, einer Pulsdauer von 900 fs, einem Fokusdurchmesser von etwa 110 µm und einem Vorschub des Lasers von 0,1 m/min durchgeführt. Die Spitzen-Intensität war dementsprechend 3,7 x 10^{13} W/cm². Die aufgenommenen Spektren für die Flächenbearbeitung mit und ohne zusätzlichen 50 µm Kupferfilter sind in Abb. 52 dargestellt. Zusätzlich wurde aus dem Spektrum ohne Kupferfilter und der energieabhängigen Transmissionsfunktion aus Abb. 48 das zu erwartende Spektrum mit einem 50 µm Kupferfilter berechnet. Wie zu sehen ist, stimmt das berechnete und das gemessene Spektrum mit Kupferfilter sehr gut überein. Das Spektrum ohne Kupferfilter ist zur Übersicht ohne weitere Spektren in Abb. 53 dargestellt.



Abb. 52: Pulshöhenspektrum aufgenommen mit einem X-123 CdTe Spektrometer bei einem Flächenbearbeitungsprozess. Die Pulsenergie des Lasers war 1,7 mJ, die Repetitionsrate war 10 kHz, die Pulsdauer war 900 fs und der Fokusdurchmesser lag bei etwa 110 μm. Es werden die gemessenen Pulshöhenspektren ohne einen zusätzlichen Kupferfilter (blau) und mit einem Kupferfilter (grün) dargestellt. Die orange Kurve basiert auf der Faltung der ungefilterten Kurve mit der Transmissionsfunktion von 50 μm Kupfer.

Das gemessene Spektrum zeigt den typischen exponentiellen Abfall für hohe Energien und erreicht maximale Photonenenergien von etwa 20 keV. Dieser Wert ist beinahe identisch mit dem bei Firma 7 aufgenommenen Spektrum bei einer ähnlichen Pulsenergie von 1980 μ J. Insgesamt ist aber auch hier die Dosisleistung und die gemessene Photonenrate sehr niedrig. Die Messungen mit dem Automess 6150 (Abstand 260 mm vom Bearbeitungspunkt des Lasers) zeigen einen weitestgehend konstanten Umgebungs-Äquivalentdosisleistungswert von etwa 2,1 ± 0,1 μ Sv/h an. Die Unsicherheit der angegebenen Umgebungs-Äquivalentdosisleistung wurde per Fehlerfortpflanzung aus den Unsicherheiten der Kalibrierungsfaktoren bestimmt.



Abb. 53: Pulshöhenspektren für die Wolfram- Flächenbearbeitung bei der maximalen Pulsenergie von 1,7 mJ bei Firma 5. Die Anzahl der Photonen pro Energiekanal durch die Gesamtdauer der Messung geteilt. Die höchsten Photonenenergien liegen bei etwa 20 keV und sind damit vergleichbar mit den höchsten Photonenenergien, die bei einer Pulsenergie von 1980 μJ bei Firma 7 gemessen worden sind. Insgesamt ist die Anzahl der Röntgenphotonen aber sehr gering, was auch in separaten Dosisleistungsmessungen mit einem Automess 6150 bestätigt wurde und aufgrund der sehr niedrigen Repetitionsrate von 10 kHz und der vergleichsweise niedrigen Bestrahlungsstärke von auch nicht unerwartet ist.

An Anlage I wurden im Anschluss noch weitere Messungen zum Routine-Szenario Feinschneiden durchgeführt. Dabei wurden bis auf eine geänderte Repetitionsrate von 100 kHz dieselben Laserparameter wie bei der Flächenbearbeitung verwendet. Im Rahmen des Schneidprozesses wurden 2 mm lange Linien mit Abständen von 150 µm voneinander abgefahren. Hierbei ist anzumerken, dass die Linien mitten im Material bearbeitet worden sind und nicht am Rand der Platte. Die Absorption im umgebenen Material sollte bei der Flächenbearbeitung und dem Feinschneidprozess etwa gleich stark ausgeprägt sein. Die Breite des bearbeiteten Bereichs war insgesamt 5 mm. Das aufgenommene Spektrum ist in Abb. 54 dargestellt.

Die maximale Photonenenergie des gemessenen Spektrums ist etwas niedriger als bei der Flächenbearbeitung und liegt bei etwa 15 keV. Allerdings ist dafür eine höhere Anzahl an Photonen bei niedrigen Energien unter 7,5 keV beobachtbar. Insgesamt ist die Photonenrate beim Feinschneidprozess deutlich höher als bei der Flächenbearbeitung. Das spiegelt sich auch in der höheren maximalen Umgebungs-Äquivalentdosisleistung wider, die beim Feinscheideprozess bei 91 ± 6 μ Sv/h lag. Die gemessene Dosisleistung variierte bei diesem Prozess allerdings stark und fiel zum Schluss auf Werte nahe 1 μ Sv/h ab. Auch hier war der Abstand zwischen dem Dosimeter und dem Bearbeitungspunkt etwa 260 mm. Eine Erklärung für die höhere gemessene Umgebungs-Äquivalentdosisleistung ist einerseits die höhere Repetitionsrate und andererseits scheint die Absorption von Photonen niedrigerer Energien, zumindest am Anfang des Prozesses, weniger stark ausgeprägt zu sein.



Abb. 54: Pulshöhenspektren für den Wolfram- Feinscheidprozess bei der maximalen Pulsenergie von 1,7 mJ bei Firma 5. Die Anzahl der Photonen pro Energiekanal durch die Gesamtdauer der Messung geteilt. Die höchsten Photonenenergien liegen bei etwa 15 keV und sind damit etwas niedriger als bei der Flächenbearbeitung. Die gemessene Rate aller Röntgenphotonen ist insgesamt aber deutlich höher als bei den Flächenbearbeitungsmessungen. Dieser Anstieg der Photonenrate und damit auch der Dosisleistung hängt mit der Erhöhung der Repetitionsrate zusammen.

Die aufgebauten Messsysteme in Anlage II sind in Abb. 55 dargestellt. An Anlage II wurden dosimetrische Untersuchungen von Dreh- und Einstechprozessen durchgeführt. Das Automess 6134 wurde vor der Maschine positioniert und die Tür des Gehäuses wurde während der Messungen offengehalten. Das Dosimeter befand sich in einem Abstand von etwa 445 mm von dem Bearbeitungspunkt des Lasers. Als Materialprobe wurde ein Wolfram Rundstab mit einem Durchmesser von 2 mm verwendet. An der Anlage wurden ebenfalls zunächst einige vorbereitende Messungen durchgeführt. Das Spektrometer X-123 zeigte während dieser Messungen und bei ausgeschaltetem Laser unrealistisch hohe Photonenraten an. Aus diesem Grund konnten keine Messungen der Photonenenergien an dieser Anlage durchgeführt werden. Auch bei diesen Messungen wurde die Trepanieroptik verwendet, um die thermische Wirkung auf die optischen Komponenten zu reduzieren.

Zunächst wurde das Routineszenario Laserdrehen untersucht. Dazu wurde ein vorinstalliertes Programm der Maschine verwendet, das zu Demonstrationszwecken von Firma 5 verwendet wird. Der Prozess besteht aus einer Vielzahl von Einzelprozessen, wie Einstechen, Materialabtrag und Oberflächenbearbeitung. Die Laserparameter wurden aufgrund der unterschiedlichen Einzelprozesse beim vorinstallierten Programm während des Prozesses permanent geändert. Die Pulsenergie lag dabei bei maximal 140 µJ, die Pulsdauer war 1 ps, die Repetitionsrate war 200 kHz. Der Vorschub des Lasers und die Rotationsgeschwindigkeit der Spindel wurde von Einzelprozess zu Einzelprozess stark variiert.



Abb. 55: Messaufbau an Anlage II von Firma 5. Die Messungen wurden an einem Wolfram Rundstab mit einem Durchmesser von 2 mm durchgeführt. Die verwendeten Messgeräte sind das X-123 Spektrometer von Amptek, sowie ein Automess 6134. Aufgrund von technischen Schwierigkeiten mit dem X-123 Spektrometer konnte während der Messungen an Anlage II leider keine Messungen der Photonenenergien durchgeführt werden. Aufgrund des geringen Platzes im Innenraum der Maschine wurde ein Sicherheitskreis überbrückt, um die Tür offenzuhalten. Die Messgeräte wurden außerhalb der Maschine platziert.

Die maximal gemessene Umgebungs-Äquivalentdosisleistung während dieses Prozesses lag bei etwa 3,6 µSv/h in einem Abstand von 445 mm. Dieser Wert wurde beim Einstechvorgang erreicht. Aus diesem Grund wurde eine weitere Messung für einen Routine Einstechprozess wiederholt.

Beim Routine-Einstechszenario wurde eine Pulsenergie von 180 μ J, eine Repetitionsrate von 200 kHz, eine Pulsdauer von 1 ps sowie ein Vorschub von 0,1 mm/min verwendet. Das Wolfram- Rundmaterial mit einem Durchmesser von 2 mm wurde mit einer Geschwindigkeit von 75 Umdrehungen pro Minute gegen den Uhrzeigersinn gedreht. Bei diesen Einstellungen wurde trotz der sehr geringen Spitzen-Intensität von nur 1 x 10¹² W/cm² eine maximale

Umgebungs-Äquivalentdosisleistung von etwa 370 μ Sv/h in einem Abstand von 445 mm erreicht.

7.3.4.3 Ermittelte Umgangsszenarien

Wie schon bei Firma 7 haben die Messungen bei Firma 5 gezeigt, dass trotz leistungsstarken UKP-Lasern und einiger Erfahrung des Maschinen-Personals mit laserinduzierter Strahlung deutlich niedrigere Umgebungs-Äquivalentdosisleistungen gemessen wurden als erwartet. Dies hat wie bereits erläutert mit der Aufheizung von optischen Komponenten zu tun. Aufgrund der thermischen Wirkung des Lasers auf die Fokussierungsoptik musste zunächst eine Trepanieroptik verwendet werden. Diese Optik erhöhte den Fokusdurchmesser, wodurch die Bestrahlungsstärke am Werkstück vermindert wurde. Allerdings wurde auch unter Verwendung der Trepanieroptik ein Effekt festgestellt, dass die Dosisleistung mit zunehmender Dauer von Bearbeitungsprozessen abnahm. Da dieser Effekt durch das Ausschalten des Lasers umgangen werden konnte, handelt es sich bei diesem Effekt vermutlich ebenfalls um thermische Einflüsse auf die Fokussierungsoptik, die die Fokussierung des Lasers auf dem Werkstück verschlechtern und dadurch die tatsächlich auf dem Werkstück vorliegende Bestrahlungsstärke vermindern. Aus diesen Gründen war es nicht möglich, konservative Szenarien bei Firma 5 zu vermessen.

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert wurden vier Routineszenarien, Flächenbearbeitung, Feinschneiden, Laserdrehen und Einstechen untersucht. Nur für zwei dieser vier Szenarien konnten Photonenenergien der laserinduzierten Strahlung ermittelt werden. Die Photonenenergien lagen unterhalb von etwa 20 keV und können dementsprechend auch von dünnen Stahlgehäusen absorbiert werden. Für die Flächenbearbeitung und den Feinschneidprozess wurden im Innenraum und in einem Abstand von etwa 26 cm eine Umgebungs-Äquivalentdosisleistung von wenigen µSv/h gemessen.

7.3.5 Datenerhebung an der Anlage der PTB

7.3.5.1 Entstehende ionisierende Strahlung beim Laserdrehen

Wie in Kapitel 1.3 erwähnt hat der Einfallswinkel einen großen Einfluss auf durch Resonanzabsorption induzierte Röntgenemission. Beim Prozess des Laserdrehens kann der Einfallswinkel sehr unterschiedliche Werte annehmen. So trifft beispielsweise beim tangentialen Drehen der Laserstrahl in einem 90° Winkel auf das zu bearbeitende Material auf. Beim radialen Drehen hingegen beträgt der Einfallswinkel 0°.

Da bei dieser Materialbearbeitungsform mit UKP Lasern bisher kaum Messungen bezüglich der entstehenden Röntgenstrahlung vorhanden sind, wurde an der UKP Lasermaschine der PTB eine Messreihe durchgeführt. Die verwendete UKP-Laserbearbeitungsmaschine von der GFH GmbH (Abb. 56) ist mit einem 20 W Pharos Laser [93] bestückt und kann mit drei verschiedenen Wellenlängen (343 nm, 515 nm und 1030 nm) betrieben werden. Die im Folgenden beschriebenen Messungen fanden jedoch alle mit einer Wellenlänge von 1030 nm statt. Die Maschine hat mehrere Bearbeitungsmodi, darunter auch das Laserdrehen. Die

maximale Repetitionsrate liegt bei 1 MHz und die maximale Spitzen-Intensität ist 2 \times 10¹⁵ W/cm². Die Maschine verfügt außerdem über die Option, unterschiedliche Burstmodi zu verwenden, deren Funktionsweise in einem späteren Abschnitt noch genauer erklärt wird.



Abb. 56: Die UKP-Laserbearbeitungsmaschine, die in den nachfolgenden Messungen verwendet wurde. Sie ist mit einem Pharos Laser [93] bestückt, der drei Wellenlängen liefern kann. Die maximale Repetitionsrate beträgt 1 MHz.

Zur Messung wurden zwei Automess 6150AD b/E, ein Automess 6134A/H, sowie ein CR 35 Radiographiesystem von Dürr NDT verwendet. Die Automess 6150AD-b/E Sonden messen die Umgebungs-Äquivalentdosisleistung d $H^*(10)/dt$ und haben einen Messbereich zwischen 100 nSv/h und 100 µSv/h. Beim Laserdrehen, insbesondere unter der Verwendung des Burstmodus, wurden die maximalen Anzeigewerte von 100 µSv/h teilweise weit überschritten, wodurch auch die Verwendung des Automess Szintomat 6134A/H mit einem größeren Messbereich nötig wurde. Die Imaging-Plates und das Radiographiesystem wurden zur Bestimmung des Maximums des Röntgenstrahlungsfeldes bei der bisher wenig untersuchten Bestrahlungsgeometrie des Laserdrehens genutzt.

Eine schematische Zeichnung des Laserdrehprozesses mit verschiedenen Einfallswinkeln zwischen Laserstrahl und Werkstückoberfläche ist in Abb. 57 dargestellt. Die hier gezeigten Messungen fanden an Stahl (St-40) Rundstäben mit einem Durchmesser von 6 mm statt. Zunächst wurden die vier in Abb. 57 dargestellten Bearbeitungsgeometrien miteinander verglichen. Dabei wurde der Stahl Rundstab, wie in Abb. 57 zu erkennen, im Uhrzeigersinn gedreht. Die Ergebnisse der Messungen mit einem Automess 6150 in einem Abstand von 52 cm vom Plasma sind in Abb. 58 dargestellt.



Abb. 57: Verschiedene Bestrahlungsgeometrien beim Laserdrehen. Die Drehung der Materialprobe kann auch gegen den Uhrzeigersinn stattfinden.



Abb. 58: Messung der Dosisleistung mit einem Automess 6150 bei vier verschiedenen Bestrahlungsgeometrien (siehe Abb. 57). Die höchsten Dosisleistungswerte werden bei einem Einfall des Laserlichts von 45° auf den St-40 Rundstab gemessen. Die Werte bei dem radialen Einfall sind im niedrigen nSv/h Bereich und deshalb hier nicht sichtbar.

Es zeigt sich, dass die gemessene Dosisleistung in der 45° Einstrahlposition maximal ist. Die Dosisleistung bei radialer Einstrahlung liegt im Bereich von nur wenigen 100 nSv/h und ist deswegen in Abb. 58 nicht sichtbar.

Da keine Erfahrungsberichte zum Abstrahlverhalten der Röntgenstrahlung beim Laserdrehen vorlagen und die Abstrahlungsgeometrie der erzeugten Röntgenstrahlung nicht bekannt war, musste der Bereich der maximalen Abstrahlung mithilfe von Speicherfolien gesucht werden. In Abb. 59 ist der Aufbau der Messgeräte im Innenraum der UKP-Laserbearbeitungsmaschine zu sehen. Die Speicherfolie wurde so positioniert, dass die Flächennormale der Folie senkrecht zur Drehachse der Materialprobe ist.



Abb. 59: Foto vom Innenraum der UKP-Laserbearbeitungsmaschine. Die Speicherfolie, der St-40 Rundstab und das Automess 6134 sind hervorgehoben. Die Speicherfolie wurde senkrecht zur Strahlachse vor die Messgeräte gestellt.

Das zugehörige gemessene Bild, das mit der Speicherfolie gemessen wurde, ist in Abb. 60 dargestellt. Wie zu sehen ist, befindet sich die maximale Bestrahlungsstärke der Röntgenstrahlung sehr zentral auf der Folie. Ein Schnitt durch das Farbbild ist in Abb. 61 dargestellt. Das Profilbild zeigt, dass das Maximum von einem kleinen flachen Plateau umgeben wird, das eine gute Messposition für das Dosimeter definiert. Für die weiteren Messungen wurde das Dosimeter (Automess 6134A/H) in diese Position verschoben.



Abb. 60: Farbbild der mit der Speicherfolie aufgenommenen Röntgenstrahlung. Die Bestrahlungsstärke ist mit der Farbe korreliert: Schwarze/dunkle Bereiche haben niedrige und weiße/helle Bereiche haben hohe Bestrahlungsstärken. Das Bild ist gekippt. Die linke Seite des Bildes entspricht oben in Abb. 59. Das ist auch aus dem Maschinenkopf ersichtlich, der als schwarzer Bereich links auf dem Bild sichtbar ist.



Abb. 61: Schnitt durch das Farbbild in Abb. 60. Das Maximum der Bestrahlungsstärke ist bei einem Wert von etwa 4000 Pixeln zu erkennen. Der Bereich um das Maximum herum ist flach und bietet eine gute Position für die Platzierung des Dosimeters.

7.3.5.2 Entstehende ionisierende Strahlung beim Betrieb im Burstmodus

Nach den Untersuchungen an verschiedenen Bestrahlungsgeometrien beim Laserdrehen soll nun geprüft werden, welche Auswirkungen der Betrieb im Burstmodus auf die emittierte Röntgenstrahlung hat. Der Burstmodus kann verwendet werden, um neben den Einzelpulsen, die bei den durch die Repetitionsrate festgelegten Zeitpunkten erzeugt werden, weitere Nebenpulse zu generieren. Der sogenannte Nano-Burstmodus erzeugt Pulspakete in Nanosekundenabständen (16 ns [93]). Diese Pulspakete mit Nanosekundenabständen können in einem weiteren Burstmodus, dem Piko-Burstmodus, weiter in Nebenpulse mit Pikosekundenabständen (200 ps [93]) aufgeteilt werden. Eine schematische Darstellung der beiden Burstmodi ist in Abb. 62 dargestellt. Für den Nano-Burstmodus sind bis zu neun Nebenpulse möglich. Der Piko-Burstmodus ermöglicht die Aufteilung in jeweils weitere 25 Nebenpulse. Der Burstmodus Zustand wird im folgenden Text mithilfe einer Abkürzung definiert. So bedeutet zum Beispiel *2p1n*, dass es keine Nebenpulse im Nanosekundenbereich (*1n*) gibt und nur einen Nebenpuls im Pikosekundenbereich (*2p*).

In ersten Testmessungen wurde festgestellt, dass die Erzeugung von mehreren Pulspaketen mit Nanosekundenabständen nicht zu einer Erhöhung der gemessenen Umgebungs-Äquivalentdosis führt. Aus diesem Grund werden hier keine Messungen mit Nano-Burstmodus Einstellungen präsentiert. Stattdessen wurde die Anzahl der Nebenpulse pro Paket im 200 Pikosekundenabstand schrittweise von 1 bis 4 erhöht und die Messergebnisse miteinander verglichen. Die hier gezeigten Messungen wurden mit dem Automess 6150, das in Richtung der Drehachse der Materialprobe vor der Innenseite der Tür der UKP-Lasermaschine in einem Abstand von 36,5 cm vom Plasma platziert wurde, durchgeführt. Während der Materialbearbeitung wurden aber auch einzelne Messpunkte vom Automess 6134 abgelesen und der Trend, der sich bei den Messungen vom Automess 6150 zeigte, konnte auch bei Messungen mit dem Automess 6134 nachvollzogen werden.



Abb. 62: Schematische Darstellung des Burstmodus. Die Pulsfolgefrequenz, die sich aus der Repetitionsrate ergibt, kann mit einer weiteren Unterteilung der Pulse ergänzt werden. Es gibt einerseits die Möglichkeit jeden Puls in bis zu neun Nebenpulse in zeitlichen Abständen von 15,5 ns aufzuteilen (Nanoburstmodus). Diese Nebenpulse können in einem zweiten Schritt in bis zu 25 weitere Nebenpulse im 200 ps Abstand voneinander aufgeteilt werden (Pikoburstmodus).



AM 6150 (Abstand 24 cm) in Richtung der Achse 45° Position, 50kHz Rep.-rate

Abb. 63: Dosisleistungsmessung beim Betrieb des Lasers in verschiedenen Burstmodi. Die maximale Dosisleistung wurde schon beim Burstmodus mit 2 Nebenpulsen im 200 ps Abstand (*2p1n*) gefunden. Für mehr Nebenpulse fällt die Dosisleistung dann wieder ab.

Das Ergebnis der Messungen mit dem Automess 6150 ist in Abb. 63 zu sehen. Es zeigte sich, dass bei einer Repetitionsrate von 50 kHz die maximale Umgebungs-Äquivalentdosisleistung bereits bei zwei Nebenpulsen erreicht wird. Bei Messungen während des Laserbetriebs mit drei Nebenpulsen (*3p1n*) ergab sich, dass die mittlere Umgebungs-Äquivalentdosisleistung während des Prozesses in etwa auf demselben Niveau wie mit deaktiviertem Burstmodus (*1p1n*) war. Für eine höhere Anzahl an Nebenpulsen fiel die emittierte Dosisleistung weiter ab. Das ist nicht verwunderlich, da die zur Verfügung stehende Einzelpulsenergie begrenzt ist und im eingeschalteten Burstmodus auf mehrere Nebenpulse aufgeteilt werden musste. Aufgrund der geringeren Energie pro Puls sank dann auch die Umgebungs-Äquivalentdosisleistung der emittierten Röntgenstrahlung.

Da wie durch diese Messung gezeigt der Burstmodus einen starken Einfluss auf die Dosisleistung der emittierten Röntgenstrahlung hat, wäre es interessant ähnliche, systematische Studien bezüglich des Burstmodus von UKP-Laserbearbeitungsanlagen mit einem leistungsstärkeren Laser durchzuführen. Allerdings waren bei den Firmen 5 und 7 keine Anlagen mit Pikoburstmodus verfügbar.

7.3.5.3 Ein mögliches Worst-Case-Szenario

Neben dem Betrieb im Burstmodus hat auch die Verwendung von frischem Material mit einer ebenen Oberfläche einen großen Einfluss auf die emittierte Röntgenstrahlung. Um die Einflüsse des Effekts durch frisches Material mit einer glatten Oberfläche und den Effekt durch Aktivierung des Burstmodus separat voneinander quantifizieren zu können, wurden vier Messungen (Frisches/altes Material x Burstmodus 1p1n/2p1n) durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messungen mit dem Automess 6134 im Abstand von 24,7 cm vom Plasma sind in Abb. 64 dargestellt.



Abb. 64: Dosisleistungsmessungen zur Untersuchung des Einflusses von frischem Material und dem Burstmodus 2p1n. Die Verwendung des Burstmodus erhöht die Dosisleistung der emittierten Röntgenstrahlung um einen Faktor zwischen 3 und 4. Außerdem wird bei der Verwendung des Burstmodus ein starker Peak am Anfang der Messung beobachtet. Frisches Material sorgt für einen erhöhten Dosisleistungswert während der ersten Hälfte der Messzeit.

Die maximal gemessene Umgebungs-Äquivalentdosisleistung von etwa 1,3 mSv/h wurde für frisches Material und den *2p1n* Burstmodus gemessen. Frisches Material sorgt für einen erhöhten Dosisleistungswert, der allerdings im Laufe der Messung mit einer Dauer von etwa 250 s abnimmt. Auffällig ist ein abrupter Abfall der Umgebungs-Äquivalentdosisleistung nach etwa der Hälfte der Bearbeitungsdauer, der insbesondere für die Messungen mit frischem Material zu beobachten ist. Da dieser Einbruch für alle Messung zu einem festen Zeitpunkt, nämlich etwa zur Halbzeit des Bearbeitungsprozesses, stattfindet, liegt die Vermutung nahe, dass es zum Beispiel durch eine verstärkte Kühlung an diesem Zeitpunkt zu einer Veränderung in der Laseroptik kommt. Eine andere mögliche Erklärung ist, dass der Einbruch durch das unzureichende Nachstellen des Fokus des Lasers und das Fehlen von Material durch den Abtrag zu erklären ist. Für den aktivierten Burstmodus konnten starke Peaks am Anfang der Messung beobachtet werden. Sowohl mit als auch ohne frisches Material ist die Umgebungs-Äquivalentdosisleistung der emittierten Röntgenstrahlung um einen Faktor von 3 bis 4 höher, wenn der *2p1n* Burstmodus genutzt wurde.

Wie bereits erwähnt folgen die Pulse im Pikoburstmodus in zeitlichen Abständen von 200 ps. Auf solch kleinen Zeitskalen besteht die Möglichkeit, dass es zu einer Wechselwirkung zwischen Laserpulsen und einem bereits bestehenden, von einem vorherigen Puls erzeugten Plasma kommt. Da in diesem Fall keine Energie für die Erzeugung des Plasmas aufgebracht werden muss, wird mehr Energie für die Aufheizung der Plasmaelektronen aufgewendet. Das sorgt für eine höhere Elektronentemperatur und dementsprechend eine höhere Umgebungs-Äquivalentdosisleistung der emittierten Röntgenstrahlung. Schließlich sei hier noch angemerkt, dass die hier untersuchten Szenarien keine realistische Materialbearbeitung darstellen. Wie in Abb. 65 zu sehen ist, gibt es bei der zweiten Probe von unten eine bläuliche Verfärbung des Stahls, die auf hohe Temperaturen während der Bearbeitung hinweisen. Außerdem sind die bearbeiteten Oberflächen sehr uneben.



Abb. 65: Strahlproben nach dem Laserdrehen. Die bläulichen Verfärbungen bei der zweiten Probe von unten deuten auf hohe Temperaturen hin. Genauere Betrachtungen der sehr unebenen Oberflächenstruktur bestätigen, dass die gewählten Parameter bei der Bearbeitung kein realistisches oder anzustrebendes Bearbeitungsszenario darstellen.

7.4 Erarbeitung der Umgangsszenarien

Die in den Abschnitten 7.3.3 und 7.3.4 zusammengefassten Schwierigkeiten während der Messungen bei den Firmen machen klar, dass es trotz großer Erfahrung mit der Erzeugung von Röntgenstrahlung an UKP-Laseranlagen nicht trivial ist, mit einer UKP-Laseranlage einen Bearbeitungsprozess zu finden, bei dem hohe Emissionen von Röntgenstrahlung erzeugt werden können. Um ein konservatives oder gar ein Worst-Case Szenario einzustellen, müssen nicht nur die Laserparameter optimiert werden. Auch die Optiken müssen den erhöhten Bestrahlungsstärken standhalten. Die Absaugung muss leistungsstark genug sein, um das abgetragene Material vollständig zu entfernen, bevor es sich auf der Optik absetzt. Die Sicherheitssysteme müssen das Platzieren von Messgeräten an den optimalen Stellen ermöglichen. All diese Voraussetzungen sind nur an bekannten Anlagen gegeben.

7.4.1 Realistische Szenarien

Bei den Messungen bei Firma 5 und 7 wurden insgesamt fünf Routineszenarien bestimmt und untersucht. Bei der Glasbearbeitung bei Firma 7, die in Abschnitt 7.3.3 beschrieben wird, konnte mit dem Automess 6150, dem X-123 Spektrometer und den Radiographiefolien keine Emission von Röntgenstrahlung nachgewiesen werden.

Bei der Flächenbearbeitung bei Firma 5 (siehe Abschnitt 7.3.4) wurde bei einer Spitzen-Intensität von etwa $3,7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ und einer Repetitionsrate von 10 kHz ein Pulshöhenspektrum mit einer maximalen Photonenenergie von etwa 20 keV gemessen. Die maximal gemessene Umgebungs-Äquivalentdosisleistung war etwa 2,1 μ Sv/h in einem Abstand von 260 mm.

Das Feinschneiden bei Firma 5 (siehe Abschnitt 7.3.4) wurde ebenfalls bei einer Spitzen-Intensität von 3,7 x 10^{13} W/cm² durchgeführt. Hier ergab sich ein Pulshöhenspektrum mit einer etwas niedrigeren maximalen Photonenenergie von etwa 15 keV. Allerdings war die gemessene Umgebungs-Äquivalentdosisleistung aufgrund der höheren Repetitionsrate (hier 100 kHz) mit etwa 90 µSv/h in einem Abstand von 260 mm deutlich höher.

Das Routineszenario Laserdrehen bestand aus einem Prozessablauf mit mehreren verschiedenen Einzelprozessen. Bei diesem Prozess wurde aus einem 2 mm Durchmesser Wolframstab eine komplexe Form bearbeitet. Die verwendeten Einzelprozesse waren, unter anderem, Laser-Schruppen, Oberflächenbearbeitung und Einstechen. Bei dem Prozess wurden die Laserparameter von Einzelprozess zu Einzelprozess variiert. Aufgrund technischer Probleme mit dem X-123 CdTe Spektrometer konnte für dieses Szenario keine Messung der Photonenenergie durchgeführt werden. Für die maximal gemessene Umgebungs-Äquivalentdosisleistung ergab sich aber ein Wert von etwa 3,6 µSv/h in 445 mm Entfernung. Die Bestrahlungsstärke für dieses Szenario kann nicht angegeben werden, da sich die Laserparameter im Verlauf des Bearbeitungsprozesses kontinuierlich verändert haben.

Das Routineszenario Einstechen wurde bei einer Spitzen-Intensität von etwa 1 x 10^{12} W/cm² durchgeführt. Die Bestrahlungsstärke wurde hier allerdings nur für den senkrechten Einfall berechnet und ist aufgrund der schrägen Oberfläche des Wolfram-Rundstabs kleiner. Trotz dieser niedrigen Bestrahlungsstärke wurde eine maximale Umgebungs-Äquivalentdosisleistung von 370 µSv/h erreicht. Auch bei dieser Messung konnte die Photonenenergie aufgrund eines technischen Problems mit dem X-123 Spektrometer nicht gemessen werden. Diese hohe gemessene Umgebungs-Äquivalentdosisleistung ist unerwartet aufgrund der niedrigen Bestrahlungsstärke und zeigt, dass gerade bei Einstechvorgängen beim Laserdrehen kurzzeitig viel Röntgenstrahlung emittiert werden kann.

Aufgrund der niedrigen Photonenenergie der untersuchten Routine Szenarien, bis auf das Routineszenario Einstechen, wird im Arbeitspaket 3 davon abgesehen, eine Strahlenexposition für die vor Ort bei den Firmen untersuchten Routineszenarien zu berechnen. Es kann davon ausgegangen werden, dass bei den gemessenen Photonenenergien von unter 20 keV selbst dünne Stahlgehäuse ausreichend sind, um die laserinduzierte Strahlung auf ein vernachlässigbares Level zu reduzieren.

Auch für den Einstechprozess kann in Arbeitspaket keine Strahlenexpositionsrechnung durchgeführt werden, da keine Messungen des spektralen Photonenflusses durchgeführt werden konnten. In Arbeitspaket 3 werden stattdessen Berechnungen zur Strahlenexposition auf Grundlage von an der BAM durchgeführten Messungen verwendet.

7.4.2 Konservative Szenarien

Aufgrund der insgesamt niedrigen gemessenen Umgebungs-Äquivalentdosen bei Firma 5 und 7 und der damit einhergehenden Schwierigkeiten bei den Messungen vor Ort, wird hier davon abgesehen konservative Szenarien zu definieren. Stattdessen wird in Arbeitspaket 3 auf der Grundlage des von der BAM an der UKP-Laseranlage der BAM bestimmten spektralen Photonenflusses gearbeitet.

8 Berechnungen der Strahlenexpositionen (*H**(10) und *H*'(0,07)) für die erarbeiteten Umgangsszenarien

8.1 Datenlage

Die Umfrage unter den Lasermaterialbearbeitern hatte ergeben, dass, bis auf die maximal einstellbare Laserpulsenergie, die zurzeit in der industriellen Lasermikromaterialbearbeitung genutzten Anlagen weitgehend mit den an der PTB und der BAM verfügbaren Lasermaterialbearbeitungsanlagen vergleichbar sind. Von den 6 Unternehmen, die an einer Befragung teilgenommen haben, hat nur ein Unternehmen ein speziell für die Glasbearbeitung optimiertes Lasersystem höherer Leistung genutzt.

Da bei den im Forschungsvorhaben durchgeführten Untersuchungen der Röntgenemission in der Lasermaterialbearbeitung aufgrund der begrenzten Zugänglichkeit und der fehlenden Anpassung der technischen Komponenten der Anlagen an die vermeintlich höchsten einstellbaren worst-case Laserparameter (hohe Pulsenergien im mJ Bereich bei für die Strahlungserzeugung optimierten Prozessparametern mit Wolfram als Target-Material) das maximale Gefahrenpotential der Anlagen nicht abschließend ermittelt werden konnte, wurden für die Berechnung der Strahlenexposition bei konservativen Szenarien bzw. den erarbeiteten Unfallszenarien alternativ die an der BAM mit den dort verfügbaren Laserparametern gewonnenen Messdaten genutzt. Diese Vorgehensweise ist sinnvoll, wenn man weiterhin bedenkt, dass die in den spektralen Untersuchungen der Röntgenemission an der BAM und der PTB ermittelten Strahlenexpositionen in der Lasermaterialbearbeitung im Vergleich zu den Vor-Ort-Untersuchungen bei den Anwendern durchgängig höher ausfielen. Um einen konsistenten Datensatz im Hinblick auf die Unfallszenarien zu erhalten, wurden für den im industriellen Umfeld genutzten Routinebetrieb ebenfalls die bei diesen Parametern an der PTB und BAM ermittelten Datensätze in den Berechnungen genutzt.

Die an der BAM ermittelten Datensätze sollen im Folgenden noch einmal vorgestellt werden. Für die an der BAM bei einer mittleren Laserleistung von 40 W untersuchte Spitzen-Intensität von 2,6 × 10¹⁴ W/cm² bei einer maximalen Spitzen-Fluenz von 255 J/cm² wurden bereits in [15] Berechnungen zu der erforderlichen Abschirmung für den potentiell einstellbaren worstcase Fall mit den im Folgenden aufgelisteten Laserparametern publiziert. Der maximal bei einer Pulsdauer von 1 ps, bei einer Laserwellenlänge von 1030 nm, einer Laserpulsenergie von 100 µJ und einer Pulsfolgefrequenz von 400 kHz gemessene spektrale Photonenfluss ist in Abb. 66 dargestellt. In Abb. 67 sind die aus den für diesen spektralen Photonenfluss mit den Konversionskoeffizienten [94] ermittelten spektralen Personendosisleistungen $\dot{H}_p(0.07)$ und $\dot{H}_p(10)$ für zwei Entfernungen zum Bearbeitungspunkt (100 und 420 mm) gezeigt. Die aus diesen Werten ermittelten Abschwächungsfaktoren sind in Abb. 68 für Eisen (Stahl), Aluminium und Glas dargestellt. In den Berechnungen zeigte sich, dass bei diesen Laserparametern eine Abschirmung von 1 mm Stahl ausreichend ist. Diese in [15] empfohlene Abschirmdicke wurde durch eine Verdopplung der Abschirmdicke konservativ abgeschätzt, die nötig ist, um die Einhaltung einer Grenzdosisleistung von 1 μ Sv/h in 100 mm Entfernung zu gewährleisten.

8.2 Methode zur Berechnung der Strahlenexposition

Die Strahlenexposition wurde entsprechend der in [15] beschriebenen Methode berechnet. Bei dieser Methode wird aus dem gemessenen Röntgenspektrum der spektrale Photonenfluss in Einheiten [Photonen/Stunde/Quadratzentimeter/Bandbreite] berechnet. Eine exemplarische Berechnung unter Berücksichtigung des Abstandes zum Bearbeitungspunkt (Quellpunkt der Röntgenemission) und der Luftabsorption ist in Abb. 66 dargestellt.



Abb. 66: Spektraler Röntgen-Photonenfluss Φ_E für ps-Laser-bestrahltes Wolfram. Die Berechnungen erfolgten in Luft für eine Spitzen-Intensität von 2,6 ×10¹⁴ W/cm² für zwei Abstände zum Bearbeitungspunkt (100 und 420 mm). Zusätzlich sind die mit einer Maxwellverteilung berechneten Photonenflüsse dargestellt (graue gestrichelte Linien).

Die spektrale Dosisleistung wurde für eine festgelegte Entfernung zum Bearbeitungspunkt aus dem spektralen Photonenfluss mit den in der Literatur zur Verfügung stehenden Konversionskoeffizienten [z.B. 94] berechnet. Diese Berechnungen wurden explizit für die Personendosen $H_p(0,07)$ und $H_p(10)$ durchgeführt. Beispiele sind in Abb. 67 dargestellt. Die Integration der so gewonnenen spektralen Dosisleistungen über die Energie liefert die in dem betrachteten Abstand zu erwartenden Personendosen.



Abb. 67: Spektrale Dosisleistungen $\dot{H}_{p}(0,07)$ und $\dot{H}_{p}(10)$ für ps-Laser-bestrahltes Wolfram. Die Berechnungen erfolgten in Luft für eine Spitzen-Intensität von 2,6 ×10¹⁴ W/cm² für zwei Abstände zum Bearbeitungspunkt (100 und 420 mm). Zusätzlich sind die mit einer Maxwellverteilung berechneten Photonenflüsse dargestellt (graue gestrichelte Linien).

Die Abschirmwirkung bzw. die Personendosis hinter der Abschirmung wurde mit Hilfe tabellierter Massenabschwächungskoeffizienten ermittelt [95,96]. Aus der ermittelten abgeschwächten spektralen Dosisleistung kann die zu erwartende Dosisleistung hinter der Abschirmung berechnet werden. Setzt man die berechnete Dosisleistung vor und hinter der Abschirmung ins Verhältnis, kann ein Abschwächungsfaktor für das verwendete Abschirmmaterial bestimmter Dicke ermittelt werden. Derartig berechnete Abschwächungsfaktoren sind in Abb. 68 für verschiedene Materialien (Eisen, Aluminium und SiO₂) dargestellt.



Abb. 68: Berechnete Abschirmwirkungen von Eisen (Stahl), Aluminium und SiO₂ für H'(0,07) und H*(10) in Luft.
 Die Berechnungen erfolgten für eine Spitzen-Intensität von 2,6 ×10¹⁴ W/cm² für zwei Abstände zum
 Bearbeitungspunkt (100 mmund 420 mm) und Wolfram als ps-Laser-bestrahltes Target-Material.

8.3 Vereinfachende Annahmen zur Berechnung der Strahlenexposition für die konservativen Szenarien

Für die Berechnung der Strahlenexposition wurden folgende vereinfachende Annahmen gemacht. Für die Gültigkeit dieser Annahmen wird eine identische lokale Oberflächentopographie am Bearbeitungspunkt und ein identischer thermischer Eintrag in das Material (gegeben durch die Pulsfolgefrequenz, die Prozessparameter, die Abtragrate und den Einfallswinkel), eine identische räumliche und zeitliche Formung des Laserstrahls (gegeben durch die Fokussierungsoptik und durch die charakteristischen Lasereigenschaften, die sich mit der Pulsenergie und mit der Wellenlänge ändern können), sowie eine identische Polarisation des einfallenden Laserstrahls im Bearbeitungsprozess vorausgesetzt.

 In früheren Untersuchungen der PTB und der BAM hatte sich gezeigt, dass die Strahlenexposition in der Mikro-Lasermaterialbearbeitung maßgeblich von dem zu bearbeitenden Werkstoff abhängt [15,16,24]. So konnten für Metalle wie Wolfram und Stahl die bisher höchsten Strahlenexpositionen nachgewiesen werden. Beide Materialien zeigten vergleichbar hohe Strahlenexposition in einem Intensitätsbereich zwischen 10^{13} W/cm² und 10^{14} W/cm², wie aus Abb. 18 ersichtlich ist.

- 2. Die Strahlenexposition nimmt bei gleicher Pulsdauer <u>und</u> gleicher Wellenlänge zu höheren Pulsenergien hin zu (vergl. Abb. 18).
- 3. Die Tiefendosis nimmt bei gleicher Intensität <u>und</u> gleicher Pulsdauer zu kürzeren Laserwellenlängen hin ab. Dies folgt aus der Skalierung der Plasmaelektronentemperatur und damit der energetischen Verteilung des spektral emittierten Strahlungsfeldes mit der Wellenlänge [26].
- 4. Die Strahlenexposition nimmt bei gleicher Intensität <u>und</u> gleicher Wellenlänge zu kleineren Pulsdauern < 1 ps hin ab (vergl. Abb. 19).
- 5. Die Strahlenexposition nimmt zu größeren Abständen vom Bearbeitungspunkt hin ab. Dies folgt aus dem Abstandsquadratgesetz und aus einer Absorption der niederenergetischen Anteile des Strahlungsfeldes in der Luft.
- 6. Sollen Unfallszenarien durch eine Laserbestrahlung von in der Bearbeitungszone versehentlich liegen gelassenen Werkzeugen oder die Bestrahlung von stahlhaltigen Werkstückauflagen oder -halterungen betrachtet werden, so können insbesondere Metalle wie Wolfram und Stahl als Referenz-Target-Materialien zur Ermittlung der maximal zu erwartenden Strahlenexposition herangezogen werden. Hierbei ist aber zu beachten, dass Werkzeuge aufgrund der räumlichen Ausmaße in der Regel mit dem Laserstrahl nicht im Fokus des bearbeitenden Strahls interagieren, so dass von deutlich geringeren Leistungsdichten bei der Abschätzung der Strahlenexposition ausgegangen werden muss. Zudem bestehen die Auflagen für die Werkstücke und die Halterungen in der Regel aus Keramiken oder leichteren Metallen, wie Aluminium. Letzteres ist im Einzelfall zu prüfen.
- 7. Höhere Pulsenergien erfordern an die erhöhte Laserleistung angepasste Optiken und Absaugvorrichtungen für die Abtragsprodukte sowie Bearbeitungsparameter, um eine Beschädigung der Optiken, das Auftreten einer thermisch induzierten De-Fokussierung oder eine Abschirmung des Laserstrahls durch bereits abgetragenes Material zu verhindern. Diese letzteren Faktoren mindern die Abtragsrate und stellen somit kein realistisches Szenario in der Mikro-Lasermaterialbearbeitung dar. Im Rahmen des Forschungsvorhabens konnten derartige Szenarien aufgrund der nur eingeschränkt verfügbaren Messzeit bei den Betreibern der Anlagen mit den für geringere Laserleistungen optimierten technischen Voreinstellungen nicht abschließend aufgeklärt werden.
- 8. Die Strahlenexposition skaliert bei gleichbleibender lokaler Oberflächentopographie linear mit der Pulsfolgefrequenz, sofern eine, die hohen Anschaffungskosten und den vergleichsweise geringen Durchsatz der Mikro-Lasermaterialbearbeitung in der Werkstückbearbeitung rechtfertigende Präzision der Bearbeitung im µm-Bereich erreicht werden soll. Diese hohe Präzision kann in der Lasermikromaterialbearbeitung nur bei einem geringen thermischen Eintrag in das Material erreicht werden. Ein in [24] durch einen thermischen Eintrag beobachteter, nichtlinearer Anstieg der Strahlenexposition mit steigender Pulsfolgefrequenz ist in der Lasermaterialbearbeitung mit hoher Präzision eher nicht zu erwarten. Weiterhin können bei sehr hohen Pulsfolgefrequenzen durch die

Abtragsprodukte auch abschirmende Effekte auftreten, die die Abtragsrate mindern würden und in der industriellen Lasermikromaterialbearbeitung mit großer Wahrscheinlichkeit gezielt vermieden werden. Eine im Burst-Modus mögliche Wechselwirkung des einfallenden Laserpulses mit dem Plasma des Vorgängerpulses wird aus diesen Betrachtungen ausgeschlossen.

9. Da mit ansteigendem Strahlradius auf dem Werkstück sowohl die Energiedichte als auch die Laserintensität abnimmt, soll in den folgenden Betrachtungen ein minimal in der Lasermikromaterialbearbeitung genutzter Strahlradius von 5 µm angenommen werden. Hier hatte sich in den von der PTB und BAM durchgeführten Umfragen gezeigt, dass die Lasermaterialbearbeiter in der Regel einen um ein Vielfaches größeren Strahldurchmesser nutzen, zum einen um den thermischen Eintrag zu reduzieren und zum anderen um bei gleicher Energiedichte mit höheren Laserpulsenergien eine größere Fläche auf dem Werkstück bearbeiten zu können und so den Durchsatz der Werkstückbearbeitung zu erhöhen. Um einen thermischen Eintrag zu reduzieren wird auch das sogenannte Verfahren des Trepanierens genutzt, bei dem der Abtrag durch eine kreisförmige Bewegung des Laserstrahls erfolgt, die keinen wesentlichen Einfluss auf den effektiv bei der Laser-Material-Wechselwirkung wirkenden Strahldurchmesser hat, allerdings die lokale Oberflächentopographie damit die Strahlungserzeugung und im Bearbeitungsprozess maßgeblich beeinflusst.

8.4 Umgangsszenarien

Die ausgewählten realistischen Umgangsszenarien umfassen das Oberflächenbearbeiten, das Bohren und das Schneiden von Metallen und Gläsern. Für das Drehen von Metallen liegen bislang keine spektralen Daten zur Berechnung der Strahlenexposition vor. Zu den konservativen Szenarien zählen Mikro-Lasermaterialbearbeitungsverfahren, die bei extremen, zum Teil erst zukünftig in der Lasermaterialbearbeitung vorstellbaren Laserparametern erfolgen, wie die Bearbeitung bei sehr hohen Pulsfolgefrequenzen und sehr hohen Einzelpulsenergien, sowie die Bearbeitung mit sehr kleinen Fokusdurchmessern (µ-Spot Bearbeitung) und der Burst-Modus. Auch für den Burst-Modus liegen Stand heute keine Daten zur Berechnung der Strahlenexposition vor. Zu den konservativen Szenarien gehören zudem Unfallszenarien, wie die versehentliche Bestrahlung von Fremdkörpern in der Bearbeitungszone (z.B. liegen gelassene Werkzeuge, Halterungen oder Werkstückauflagen) und eine in diesem Fall auf das Routineszenario abgestimmte ungenügende Abschirmung. Die aufgeführten Unfallszenarien werden als in der Routinematerialbearbeitung potenziell auftretende worst-case Szenarien betrachtet und auf ihr Gefährdungspotential untersucht.

8.5 Berechnung der Strahlenexposition

Im Folgenden wird die Berechnung der Strahlenexposition für die erarbeiteten Umgangsszenarien hinsichtlich des Routinebetriebes und konservativer (worst-case) Szenarien gegliedert.

8.5.1 Berechnung der Strahlenexposition im Routinebetrieb

8.5.1.1 Strahlenexposition in der Metallbearbeitung

Bei der Berechnung der im Routinebetrieb in der Mikro-Metallbearbeitung auftretenden Strahlenexposition wurde davon ausgegangen, dass die UKP-Lasermaterialbearbeitung im Routinebetrieb in der Regel bei einer Fluenz unter 50 J/cm² erfolgt, um das Bearbeitungsergebnis verschlechternde, durch thermische Einträge in das Material induzierte Schmelzprozesse zu vermeiden. Diese Obergrenze leitet sich aus in der Literatur publizierten optimalen Prozessfenstern für Metalle von ca. 1 J/cm² und bis zu \approx 30 J/cm² für Gläser ab [97]. Höhere Fluenzen führen nach Aussage der Lasermaterialbearbeiter zu irreversiblen Schäden an den Werkstücken und werden auch bei gezielt maximierten Abtragsraten nicht genutzt. Diese Annahme wurde in den Vor-Ort-Untersuchungen bei den Integratoren und den industriellen Anwendern verifiziert. Eine Spitzen-Fluenz von 50 J/cm² auf der Werkstückoberfläche kann somit als der worst-case der Routine-Lasermaterialbearbeitung angenommen werden. Bei der Bearbeitung einer angeschrägten Werkstückoberfläche verteilt sich die einfallende Laserpulsenergie allerdings auf eine größere Fläche, so dass hier eine höhere Einzelpulsenergie oder "Spitzen-Fluenz in der Fokusebene des Laserstrahls" erforderlich ist, um die oben angenommene, in der Routine-Lasermaterialbearbeitung genutzte Spitzen-Fluenz zu erreichen. Um die Strahlenexposition in der Routine-Lasermaterialbearbeitung zu untersuchen, wurden an der BAM beim Schreiben von Gräben ermittelte Röntgenemissionsspektren an Wolfram als Werkstückmaterial verwendet. Für die Abschätzung der Strahlenexposition in der Oberflächenbearbeitung wurden die in diesen Untersuchungen bei einer Spitzen-Fluenz im Laserfokus von 51 J/cm² ermittelten Röntgenemissionsspektren verwendet. Da diese Spitzen-Fluenz im Laserfokus nicht mit der im Bearbeitungsprozess real wirkenden Spitzen-Fluenz bei schrägem Einfall auf ein Werkstück gleichgesetzt werden kann, wurden für die Berechnungen der Strahlenexposition bei schrägem Einfall die bei einer Spitzen-Fluenz von 255 J/cm² gemessenen Röntgenemissionsspektren genutzt, die den Bearbeitungsfall des Laser-Schneidens oder die Bearbeitung einer angeschrägten Oberfläche oder das Laserdrehen wohl bestmöglich abbilden können. Diese, in der Routinematerialbearbeitung bei vermeintlichen worst-case Einstelllungen an Wolfram für eine Spitzen-Fluenz von 50 J/cm² bis 255 J/cm² ermittelten Röntgenemissionsspektren bilden für die in diesen Untersuchungen genutzten Laserparameter (Laserpulsdauer 1 ps, Laserwellenlänge 1030 nm, Pulsfolgefrequenz 400 kHz bei einem Fokusdurchmesser von 10 µm) die nach heutigem Kenntnisstand im Routinebetrieb in der Lasermikromaterialbearbeitung maximal zu erwartende Strahlenexposition für alle zu bearbeitenden Materialien und Bearbeitungsverfahren ab. In Abb. 69 sind die den Berechnungen der BAM zugrunde gelegten, an Wolfram gemessenen Röntgenspektren und in Abb. 70 die aus den gemessenen Spektren berechneten spektralen Photonenflüsse für $H_{\rm p}(0,07)$ und $H_{\rm p}(10)$ dargestellt.



Abb. 69: Aus gemessenen Röntgenspektren ermittelte und gegen die Luftabsorption korrigierte spektrale Photonenzahlen. Die Messungen wurden in Luft mit Wolfram als Target-Material bei einer Spitzen-Intensität von 5,2 × 10¹³ W/cm² und 2,6 × 10¹⁴ W/cm² in einem Abstand von 645 mm zum Bearbeitungspunkt durchgeführt. Zu niedrigen Photonenenergien < 6 keV wurden die Spektren mit einer Maxwellverteilung extrapoliert.



Abb. 70: Spektrale Dosisleistung $\dot{H}_{\rm p}(0,07)$ (links) und $\dot{H}_{\rm p}(10)$ (rechts) für Wolfram als Target-Material in Luft bei einer Spitzen-Intensität des einfallenden ps-Laserstrahls von 5,2 × 10¹³ und 2,6 × 10¹⁴ W/cm² in einem Abstand von 100 mm zum Bearbeitungspunkt. Zusätzlich sind die mit einer Maxwellverteilung berechneten spektralen Dosisleistungen dargestellt (graue gestrichelte Linien).

Die Graphiken in Abb. 70 zeigen die spektrale Dosisleistung $\dot{H}_p(0,07)$ und $\dot{H}_p(10)$ für Spitzen-Intensitäten des einfallenden ps-Laserstrahls von 5,2 × 10¹³ W/cm² und 2,6 × 10¹⁴ W/cm². Die Spitzen-Intensität des einfallenden ps-Laserstrahls von 5,2 × 10¹³ W/cm² entspricht dabei einer Spitzen-Fluenz von 51 J/cm² und die Spitzen-Intensität von 2,6 × 10¹⁴ W/cm² einer Spitzen-Fluenz von 255 J/cm². Aus der Integration der in Abb. 70 dargestellten spektralen Dosisleistung ergeben sich in Luft und in einem Abstand von 420 mm zum Bearbeitungspunkt Gesamtdosisleistungen von $\dot{H}_p(0,07) = 156$ mSv/h und $\dot{H}_p(10) = 0,68$ mSv/h für eine Spitzen-Intensität von 2,6 × 10¹⁴ W/cm² und $\dot{H}_p(0,07) = 4$ mSv/h und $\dot{H}_p(10) = 0,08$ mSv/h für eine Spitzen-Intensität von 5,2 × 10¹³ W/cm². Im Vergleich zu den berechneten Dosisleistungen wurde mit den OD-02 bei einer Spitzen-Intensität von 2,6 × 10¹⁴ W/cm² einer Spitzen-Intensität von 5,2 × 10¹³ W/cm² eine Spitzen-Intensität von 5,2 × 10¹³ W/cm² mV/h und $\dot{H}_p(0,07) = 158$ mSv/h und bei einer Spitzen-Intensität von 5,2 × 10¹³ W/cm² eine Dosisleistung von $\dot{H}_p(0,07) = 2,61$ mSv/h gemessen.

Aus den für Spitzen-Fluenzen von 51 J/cm² und 255 J/cm² ermittelten spektralen Dosisleistungen in Abb. 70 ergeben sich die in Tabelle VIII für verschiedene Abstände zum

Bearbeitungspunkt aufgeführten minimalen Abschirmdicken für Stahl, durch die eine Strahlenexposition von 1 µSv/h hinter der Abschirmung sichergestellt werden kann. Hier ist hervorzuheben, dass bei den genutzten Laserparametern für eine Spitzen-Intensität von $5,2 \times 10^{13}$ W/cm² bei einer Spitzen-Fluenz von 51 J/cm² in einem Abstand von 1500 mm vom Bearbeitungspunkt keine Abschirmung erforderlich ist, um ein $\dot{H}_{p}(10) = 1\mu Sv/h$ zu gewährleisten. Auf der Grundlage dieser Berechnungen kann durch eine konservative Verdopplung der unter worst-case Bedingungen ermittelten Abschirmdicken eine Abschirmung von 1 mm Stahl für die in den Untersuchungen genutzten Laserparameter (Laserpulsdauer 1 ps, Laserwellenlänge 1030 nm, Pulsfolgefrequenz 400 kHz, bis zu einer Laserpulsenergie von 100 µJ bei einem Fokusdurchmesser von 10 µm) empfohlen werden.

Tabelle VIII: Für Abstände von 100 mm bis 1500 mm zum Bearbeitungspunkt ermittelte Strahlenexpositionen in der Metallbearbeitung und die für diese Strahlenexpositionen zur Einhaltung einer Grenz-Dosisleistung von

1 μSv/h ermittelten Abschirmdicken für Stahl. Die den Berechnungen zugrunde gelegten Röntgenemissionsspektren wurden bei der Bearbeitung von Wolfram mit den in der Tabelle angegebenen Laserparametern aufgenommen.

Abstand zum	Strahlenexposition in der Metallbearbeitung (Wolfram) und Abschirmdicke aus Stahl zur Einhaltung einer Grenz-Dosisleistung von 1 μSv/h					
Bearbeitungs- punkt	40 W, 400 kHz, 1 ps, 100 μJ, 2,6× 10 ¹⁴ W/cm² (255 J/cm²)			8 W, 400 kH	z, 1 ps, 20 μJ, 5, (51 J/cm²)	2× 10 ¹³ W/cm ²
[mm]	<i>॑</i> H _P (0,07) [mSv/h]	<i>Η</i> ̀ _P (10) [µSv/h]	Abschirmdicke [mm]	<i>Ĥ</i> ⊧(0,07) [mSv/h]	<i>Η</i> _P (10) [μSv/h]	Abschirmdicke [mm]
100	10746	13448,4	0,537	2351	169,6	0,125
200	1512	3244,2	0,386	45	40,6	0,074
300	447	1392,3	0,309	12,4	17,3	0,051
420	157	681,8	0,252	4,1	8,5	0,034
500	90	468,3	0,225	2,3	5,8	0,027
1000	8,9	99,8	0,135	0,2	1,2	0,003
1500	2,2	38,3	0,095	0,042	0,5	0,000

8.5.1.2 Strahlenexposition in der Glasbearbeitung

Bei der Berechnung der Strahlenexposition in der Mikro-Glasbearbeitung im Routinebetrieb kann aufgrund der Transparenz des Werkstoff-Materials zwischen der Volumenbearbeitung (Perforieren zum Trennen von Glasplatten) mit speziellen, in den Glaskörper fokussierenden Optiken und der Oberflächenbearbeitung unterschieden werden. Da bei der Volumenbearbeitung aufgrund der Abschirmung des umgebenden Materials und der speziellen Fokussierungsgeometrie bisher keine erhöhte Strahlenexposition nachgewiesen werden konnte, konzentrierten sich die folgenden Untersuchungen auf die Oberflächenbearbeitung von Glas.

Um die Strahlenexposition bei der Oberflächenbearbeitung von Glas zu untersuchen, wurden die an der BAM bei der Oberflächenbearbeitung von Glas bei einer Laserpulsdauer von 1 ps, einer Laserwellenlänge von 1030 nm, einer Pulsfolgefrequenz von 400 kHz und einem Fokusdurchmesser von 10 µm ermittelten Röntgenemissionsspektren genutzt. Da in den Messungen an Gläsern bei den verfügbaren Spitzen-Fluenzen von < 255 J/cm² nur verhältnismäßig wenige Röntgenphotonen nachgewiesen werden konnten, wurde für die Berechnung der Strahlenexposition und Abschirmdicke im Routinebetrieb für Gläser die an der BAM bei der maximal verfügbare Spitzen-Fluenz von 255 J/cm2 ermittelten herangezogen. Diese Röntgenemissionsspektren Strahlenexposition bildet die im Routinebetrieb in der Oberflächenbearbeitung von Gläsern nach heutigem Kenntnisstand zu erwartende maximale Strahlenexposition für die in den Messungen an der BAM genutzten Laserparameter ab. Röntgenemissionsspektren für andere Pulsdauern und Laserwellenlängen lagen für die Ermittlung der Strahlenexposition in der Glasbearbeitung nicht vor. In Abb. 71(a) ist der aus einem an Kalknatronglas gemessenem Röntgenemissionsspektrum berechnete spektrale Photonenfluss dargestellt. Weiterhin sind in Abb. 71 die berechneten spektralen Dosisleistungen $\dot{H}_{\rm p}(0,07)$ in (b) und $\dot{H}_{\rm p}(10)$ in (c) für zwei Entfernungen von 100 mm und 420 mm dargestellt.



Abb. 71: Der aus dem Spektrum berechnete spektrale Röntgen-Photonenfluss ist in (a) und die berechneten spektralen Dosisleistungen $\dot{H}_p(0,07)$ sind in (b) und $\dot{H}_p(10)$ in (c) für zwei Entfernungen von 100 mm und 420 mm zum Bearbeitungspunkt dargestellt. Die aus der Integration resultierenden Dosisleistungen sind ebenfalls in (b) und (c) angegeben.

Aus den gemessenen Röntgenemissionsspektren lassen sich die in Tabelle IX ermittelten Abschirmdicken herleiten. Die Berechnungen zeigen, dass in der Glasbearbeitung auch Aluminium als Abschirmmaterial eingesetzt werden kann, sofern eine versehentliche LaserBestrahlung von Metalloberflächen ausgeschlossen werden kann. Letzterer Fall wird als Unfallszenario in einem späteren Kapitel näher untersucht werden. Weiterhin zeigen die Berechnungen, dass die Strahlenexposition in der Glasbearbeitung bei größeren Abständen zum Bearbeitungspunkt, aufgrund des stark niederenergetischen Charakters der Röntgenemission, weitgehend vernachlässigt werden kann.

Tabelle IX: Für Abstände von 100 mm bis 1500 mm zum Bearbeitungspunkt ermittelte Strahlenexpositionen in der Glasbearbeitung und die zur Einhaltung einer Grenz-Dosisleistung von 1 μSv/h ermittelten Abschirmdicken aus Stahl und Aluminium. Die den Berechnungen zugrunde gelegten Röntgenemissionsspektren wurden bei der Oberflächenbearbeitung von Kalknatronglas mit einer Laserleistung von 40 W, einer Pulsfolgefrequenz von 400 kHz, einer Laserpulsdauer von 1 ps, einer Laserpulsenergie von 100 μJ und einer Spitzen-Intensität von

Abstand zum Bearbeitungs- punkt	Strahlenexposition in der Glasbearbeitung (Kalknatronglas)		Abschirmdicke zur Einhaltung einer Grenz-Dosisleistung von 1 μSv/h		
[<i>.</i> H₀(0,07)	<i>H</i> ₀(10)	Stahl	Aluminium	
լաայ	[mSv/h]	[µSv/h]	[mm]	[mm]	
100	103,4	0,8	0,080	0,217	
200	9,1	0,19	0,054	0,134	
300	1,9	0,073	0,038	0,091	
420	0,472	0,033	0,024	0,056	
500	0,225	0,027	0,016	0,038	
1000	0,009	0,006	0,000	0,000	
1500	0,002	0,0013	0,000	0,000	

 $2,6 \times 10^{14}$ W/cm² (bei einer Spitzen-Fluenz von 255 J/cm²) aufgenommen.

8.5.2 Berechnung der Strahlenexposition für verschiedene spezifische Anwendungsprozesse

Zwei spezifische, in der Mikro-Lasermaterialbearbeitung genutzte Routineprozesse wurden bereits vorgestellt, das Oberflächenbearbeiten und das Laser-Schneiden. Beim Laser-Schneiden wurde in den Messungen der BAM die höchste Strahlenexposition längs der Schnittkante gemessen, da senkrecht zur Schnittkante das umgebende Material die im Bearbeitungsprozess entstehende ionisierende Strahlung abschirmt, bzw. abschwächt. Das Laser-Bohren ist somit vergleichbar mit einer Messung senkrecht zur Schnittkante, so dass in diesem Fall angenommen werden kann, dass, wenn vom Einstechprozess abgesehen wird, die Strahlenexposition beim Laser-Bohren im Vergleich zum Laser-Schneiden deutlich reduziert ist. Der Einstechprozess wurde von der PTB beim Anwender untersucht. Es wurden maximal 370 μ Sv/h in einem Abstand von 445 mm erreicht (siehe Abschnitt 7.3.4). Leider konnte aber hier kein Spektrum aufgenommen werden.

8.5.3 Berechnung der Strahlenexposition für zukünftig realisierbare Laserparameter im Routinebetrieb in der Lasermaterialbearbeitung

Wird davon ausgegangen, dass die Nutzung sehr hoher Pulsfolgefrequenzen in der Lasermaterialbearbeitung primär eine Erhöhung des Durchsatzes der bearbeiteten Werkstücke bei gleichbleibender Präzision im Bearbeitungsprozess zum Ziel hat, so kann weiterhin davon ausgegangen werden, dass in der industriellen Materialbearbeitung ein thermischer Eintrag in das Material auch bei zukünftig hohen Pulsfolgefrequenzen im MHz Bereich mit vergleichsweise hohen Pulsenergien weitgehend vermieden werden wird. Dies kann zum einen durch ein räumliches Versetzen aufeinanderfolgender Laserpulse auf dem Werkstück in der Art und Weise erfolgen, dass keine Wärmeakkumulation an einem bestimmten Ort auftreten kann, oder durch eine deutliche Reduzierung der Einzelpulsenergie bei hohen Pulsfolgefrequenzen. Im ersten Fall hängt die maximal nutzbare Pulsfolgefrequenz unter Erhaltung der Präzision im Bearbeitungsprozess von dem technisch über die Strahlführung realisierbaren räumlichen Versatz pro Zeiteinheit auf dem Werkstück ab, bzw. der Geschwindigkeit, mit dem das Werkstück oder der einfallende Laserstrahl bewegt werden kann. Während sich im ersteren Fall bei einem räumlichen Versetzen aufeinanderfolgender Laserpulse auf dem Werkstück die Strahlenexposition einfach linear mit der Pulsfolgefrequenz erhöhen sollte, kann im zweiten Fall, bei einer drastischen Reduzierung der Einzelpulsenergie, von einer im Vergleich zum ersten Fall deutlichen Reduzierung der Strahlenexposition ausgegangen werden, sofern thermische Einträge in das Material vermieden werden. Die spektrale Verteilung der Röntgenemission sollte sich in diesen beiden Fällen, sofern thermische Einträge und eine Wechselwirkung des einfallenden Laserpulses mit dem Plasma des Vorgängerpulses ausgeschlossen werden können, nicht mit der Pulsfolgefrequenz ändern. Eine im Burst-Mode bei sehr hohen Pulsfolgefrequenzen im GHz Bereich beobachtete Erhöhung der Strahlenexposition muss hier gesondert betrachtet werden und wird daher in den folgenden Rechnungen nicht berücksichtigt.

Wenn die Nutzung sehr hoher Laserpulsenergien der industriellen in Lasermaterialbearbeitung eine Erhöhung des Durchsatzes der bearbeiteten Werkstücke bei gleichbleibender Präzision im Bearbeitungsprozess zum Ziel hat, so kann wie im vorangegangenen Fall davon ausgegangen werden, dass auch bei hohen Einzelpulsenergien im mJ Bereich ein thermischer Eintrag in das Material weitgehend vermieden werden soll. Dies kann durch ein räumliches Verteilen der Laserpulsenergie auf dem Werkstück erfolgen, so dass keine Wärmeakkumulation an einem Ort auftreten kann. Die räumliche Verteilung der Laserpulsenergie kann durch größere Strahldurchmesser auf dem Werkstück realisiert werden, oder durch ein Aufteilen des energiereichen Laserstrahls in mehrere Teilstrahlen. Letzteres wird bereits in der Parallelbearbeitung umgesetzt, bei der z.B. mehrere Löcher mit einem Laserpuls gebohrt werden oder eine Gravur über eine größere Fläche auf eine Werkstückoberfläche aufgebracht wird. In beiden Fällen ist die maximal umsetzbare Laserpulsenergie von der Verfügbarkeit von geeigneten Optiken für diese Verfahren und der Rentabilität des Einsatzes dieser Optiken im Produktionsprozess abhängig. Eingesetzt werden in diesem Segment u.a. diffraktive Optiken, durch die jeder Teilstrahl des einfallenden Strahlenbündels auf eine bestimmte Teilfläche der Werkstückoberfläche fokussiert wird.

Durch dieses Verfahren kann die thermische Belastung auf die Optik minimiert werden, allerdings ist für jeden Arbeitsschritt eine speziell designte Optik erforderlich, so dass sich dieses Verfahren nur für sehr große Stückzahlen lohnt. Wird ein größerer Bereich durch ein Aufweiten des Laserstrahls auf dem Werkstück bei gleichbleibender Leistungsdichte mit höherer Einzelpulsenergie bearbeitet, so kann auf der Grundlage bisheriger Untersuchungen [25] von einem linearen Anstieg der Strahlenexposition mit ansteigender Einzelpulsenergie bei ansteigender Bearbeitungsfläche ausgegangen werden. Eine weitere Anwendung hoher Einzelpulsenergien in der Lasermaterialbearbeitung ist das Bohren tiefer Löcher (in vergleichsweise dicke Metallplatten) bei einem großen Aspekt-Verhältnis von Lochtiefe zu Lochdurchmesser [65]. Da sich in diesem Fall die eingestrahlte Laserpulsenergie über eine größere Fläche verteilt, muss zum Erreichen der Ablationsschwelle die Laserpulsenergie erhöht werden. Aufgrund der Abschirmung und der sich durch die Lochtiefe auch bei hohen Pulsenergien effektiv ergebenden, geringeren Leistungsdichte, wird auch hier keine erhöhte Strahlenexposition im Vergleich zur Oberflächenbearbeitung oder zum Laser-Schneiden erwartet.

Tabelle X: Für die Routine-Lasermaterialbearbeitung, aus, auf eine Laserleistung von 1 kW linear hochskalierten Röntgenemissionsspektren, für Abstände von 100 mm bis 1500 mm zum Bearbeitungspunkt berechnete Strahlenexpositionen und die für diese Strahlenexpositionen zur Einhaltung einer Grenz-Dosisleistung von

1 μSv/h erforderliche Abschirmung aus Stahl. Die den Berechnungen zugrunde gelegten

Röntgenemissionsspektren wurden bei der Bearbeitung von Wolfram mit 40 W und 8 W mit den in der Tabe	lle
angegebenen unskalierten Laserparametern aufgenommen.	

Abstand zum Bearbeitungs-	Strahlenexposition in der Metallbearbeitung (Wolfram) und erforderliche Abschirmdicke aus Stahl zur Einhaltung einer Grenz-Dosisleistung von 1 μSv/h					
punkt	1 kW, 1 ps, 2,6× 10 ¹⁴ W/cm ² (255 J/cm ²)			1 kW, 1 ps, 5,2× 10 ¹³ W/cm ² (51 J/cm ²)		
[mm]	<i>॑</i> H₀(0,07) [mSv/h]	Η̈́ _P (10) [μSv/h]	Abschirmdicke [mm]	<i>H̀</i> ₽(0,07) [mSv/h]	Ή _P (10) [μSv/h]	Abschirmdicke [mm]
100	268629	336211	0,944	43530	21191	0,423
200	37796	81105	0,760	5587	5076	0,317
300	11164	34808	0,657	1544	2164	0,263
420	3909	17045	0,576	508	1054	0,221
500	2240	11708	0,535	282	714	0,201
1000	223	2495	0,383	24,1	149	0,131
1500	54	956	0,303	5,3	65	0,096

Für die Berechnung der Strahlenexposition bei zukünftig möglicherweise realisierbaren hohen Pulsfolgefrequenzen oder Einzelpulsenergien wurden die im Routinebetrieb untersuchten Röntgenemissionsspektren durch einen Vorfaktor auf 1 kW Laserleistung hochskaliert. Die sich für diese Laserleistungen ergebenden Strahlenexpositionen sind in Tabelle X für zwei Spitzen-Intensitäten bzw. Laser-Fluenzen aufgeführt. Aus den Berechnungen in Tabelle X ist ersichtlich, dass eine Steigerung der Laserleistung um Größenordnungen (Faktor 25 bei 255 J/cm² und Faktor 125 bei 51 J/cm²) keine, in der Dicke um die gleiche Größenordnung verstärkte Strahlenschutzabschirmung erfordert, sofern die applizierte Fluenz nicht von denen in der Routine-Mikro-Lasermaterialbearbeitung abweicht, kein erhöhter thermischer Eintrag am Bearbeitungspunkt erfolgt und eine Wechselwirkung des Laserpulses mit dem laserinduzierten Plasma des vorhergehenden Laserpulses ausgeschlossen werden kann. Diese Betrachtungen sind somit nicht auf Laserapplikationen bei zukünftig realisierbaren Laserparametern außerhalb der Routine-Mikro-Lasermaterialbearbeitung.

8.5.4 Berechnung der Strahlenexposition für die erarbeiteten konservativen Szenarien (Unfallszenarien)

8.5.4.1 Fall 1: Versehentliche Laser-Bestrahlung von Werkzeugen und Halterungen in der Bearbeitungszone, sowie von Werkstückauflagen

Dieses Szenario beinhaltet die versehentliche Laser-Bestrahlung von in der Regel aus Stahl gefertigten Werkzeugen oder die versehentliche Laser-Bestrahlung von metallischen oder nichtmetallischen Halterungen oder Werkstückauflagen. Wird davon ausgegangen, dass, um Beschädigungen im Glaskörper zu vermeiden, die bei der industriellen Glas-Oberflächenbearbeitung genutzte Laser-Fluenz und sich daraus ergebende Strahlenexposition in dem Bereich liegt, der bereits für die Routineszenarien in der Mikro-Metallbearbeitung evaluiert wurde, können die in Tabelle VIII gelisteten Daten zumindest teilweise auf das untersuchte Unfallszenario übertragen werden. Da Halterungen eher aus Aluminium gefertigt werden, wird dabei das Gefahrenpotential durch die versehentliche Laser-Bestrahlung eines Halters vermutlich tendenziell überschätzt. Dies ist durch einen Vergleich der gemessenen Dosisleistung für Stahl/Wolfram mit der um Größenordnungen niedrigeren Dosisleistung für Aluminium in Abb. 18 ersichtlich. Da für die Target-Materialien Stahl und Wolfram nahezu ähnliche Verläufe der Dosisleistung gemessen wurden, werden in den folgenden Betrachtungen die an Wolfram gewonnenen Daten zur Ermittlung der bei diesem Unfallszenario durch die Laser-Bestrahlung eines Stahlwerkzeuges zu erwartenden Strahlenexposition verwendet.

Um die Fluenz bzw. Intensität des Laserstrahls auf dem Werkzeug, dem Halter oder der Unterlage zu bestimmen, wird das Modell zur Strahlausbreitung von Gaußstrahlen verwendet (vergl. Abb. 72). Bei den Berechnungen wird von einem TEM₀₀-Mode ausgegangen.



Abb. 72: Modell zur Strahlausbreitung von Gaußstrahlen. Die Größe w(z) beschreibt hier den Strahlradius im Abstand z von der Strahltaille, und zR ist die Rayleigh-Länge. Nach [98].

Es werden hier 2 Fälle betrachtet:

 In der Glasbearbeitung oder der Bearbeitung anderer nichtmetallischer Materialien (z.B. Keramik, Kunststoff, ...) versehentliche Laser-Bestrahlung von auf der Oberfläche des Werkstücks aufliegender Metallobjekte, die sich nahe der Fokusebene eines gaußförmigen einfallenden Laserstrahls befinden:

Der Strahlradius eines gaußförmigen einfallenden Laserstrahls (TEM₀₀) mit einem Fokusdurchmesser von $2w_0 = 10 \ \mu m$ kann mit Gl. (12) bei einer Wellenlänge von 1030 nm in einer Entfernung von $z = 1 \ mm$ zur Fokalebene mit $2w = 13 \ \mu m$ abgeschätzt werden. Damit folgt für die versehentliche Laser-Bestrahlung einer Metalloberfläche in Fokusnähe bis zu einem Abstand von 1 mm zur Fokalebene eine bis zu einem Faktor $(10/13)^2 \approx 0,59$ reduzierte Spitzen-Fluenz. Dieses Unfallszenario kann am besten mit den berechneten Strahlenexpositionen des beschriebenen Routineszenariums in der Mikro-Metallbearbeitung abgedeckt werden. Die dort durchgeführten Berechnungen und ermittelten Abschirmdicken können somit direkt übernommen werden.

 Versehentliche Laser-Bestrahlung von metallischen Werkzeugoberflächen in der Glasbearbeitung oder der Bearbeitung anderer nichtmetallischen Materialien (z.B. Keramik, Kunststoff, ...), die sich außerhalb der Fokusebene eines gaußförmigen einfallenden Laserstrahls befinden:

Der Strahlradius eines gaußförmigen einfallenden Laserstrahls (TEM₀₀) mit einem Fokusdurchmesser von $2w_0 = 10 \ \mu m$ vergrößert sich gemäß Gl. (12) bei einer Wellenlänge von 1030 nm in einer Entfernung von 10 mm von der Fokusebene zu 1311 μm . Damit folgt für die Routinebearbeitung in dieser Entfernung von 10 mm zur Fokalebene eine um einen Faktor $(10/1311)^2 \approx 6 \times 10^{-5}$ reduzierte Spitzen-Fluenz. Ausgehend von einer Spitzen-Fluenz von 51 J/cm² bis 255 J/cm² im Bearbeitungsprozess würde sich mit diesem Faktor eine auf ein versehentlich liegen gelassenes Werkzeug applizierte Spitzen-Fluenz von 0,003 J/cm²
bis 0,015 J/cm² ergeben und somit eine Spitzen-Fluenz unter der Ablationsschwelle. Somit ist in diesem Fall keine, im Vergleich zur Glasbearbeitung erhöhte Strahlenexposition durch versehentlich liegen gelassenes Werkzeug in der Bearbeitungszone zu erwarten. Damit kann allgemein festgestellt werden, dass die versehentliche Laser-Bestrahlung von Objekten mehr als 10 mm außerhalb der Fokusebene des Laserstrahls, aufgrund der sich ergebenden niedrigen Laser-Fluenz und geringerer Laser-Spitzen-Intensitäten zu keiner erhöhten Strahlenexposition in der Lasermaterialbearbeitung führt.

8.5.4.2 Fall 2: Unzureichende Abschirmung der Lasermaterialbearbeitungsanlage

Ein hohes Gefahrenpotential geht von unzureichenden Abschirmungen aus. Neben Strahlenlecks, hervorgerufen durch Schweißnähte, Fugen, oder Risse, sind zu knapp bemessene Abschirmdicken im Falle des Eintretens eines Unfallszenarios gefährlich. Im Folgenden sollen diese beim Eintreten eines Unfalls als konservativ zu betrachtenden Szenarien untersucht werden. Es werden verschiedene Fälle betrachtet. Zum einen soll die Strahlenexposition für Materialien bestimmt werden, die in älteren Anlagen noch eingesetzt werden, aber als Strahlenschutzabschirmung nicht geeignet sind, zum anderen sollen Unfallszenarien betrachtet werden, bei denen die Abschirmung für Routineszenarien konzipiert wurde, die im Unfallszenario aber zu einer unzureichenden Abschirmung führen.

Strahlenexposition bei im Routinebetrieb unzureichender Abschirmung:

Eine unzureichende Abschirmung bieten Materialien mit deutlich geringerer Abschirmwirkung als Blei, Stahl oder Aluminium. Zu diesen Materialien, die grundsätzlich nicht für den Strahlenschutz geeignet sind, gehören u.a. Kunststoffe, Plexigläser und mineralische Gläser. Diese Materialien, die den Anforderungen an den Laserschutz genügen, wurden bei älteren Anlagen als Sichtfenster und als Abschirmlippen zum optischen Verschließen von Türen oder Fugen der Lasermaterialbearbeitungsanlagen verarbeitet und sind zum Teil immer noch in Betrieb. Um das Gefahrenpotential dieses Unfallszenarios zu evaluieren, wurden exemplarisch Berechnungen für die Verwendung von Laserschutzfenstern mit typischen Dicken für die Glasbearbeitung bei einer Spitzen-Intensität von 2,6× 10¹⁴ W/cm² (255 J/cm²) und für die Metallbearbeitung bei einer Spitzen-Intensität von $5,2 \times 10^{13}$ W/cm² (51 J/cm²) durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Tabelle XI zusammengefasst. Da in diesen Fällen die Röntgenemission vergleichsweise weich ist, sind die genutzten Laserschutzfenster ausreichend, um die im Wesentlichen bei Photonenenergien < 10 keV entstehende ionisierende Strahlung abzuschirmen. Werden dagegen Laserschutzfenster in der Metallbearbeitung bei $2,6 \times 10^{14}$ W/cm² (255 J/cm²) eingesetzt, ergibt sich ein anderes Bild. Die für eine Spitzen-Intensität von $2,6 \times 10^{14}$ W/cm² (255 J/cm²) in der Metallbearbeitung durchgeführten Berechnungen sind in Tabelle XII dargestellt. Hier zeigt sich, dass bei etwas härteren Spektren, wie diese in der Metallbearbeitung beim Laser-Schneiden entstehen, die genutzten Laserfenster auf PMMA-Basis und aus Mineralglas keine ausreichende Schutzwirkung vor der in der Metallbearbeitung entstehenden ionisierenden Strahlung bieten.

Tabelle XI: Für Abstände von 100 mm bis 1500 mm zum Bearbeitungspunkt ermittelte Strahlenexposition hinter PMMA-basierten Laserschutzfenstern in der Glasbearbeitung (links) und aus Mineralglas bestehenden Laserschutzfenstern in der Metallbearbeitung (rechts). Die den Berechnungen zugrunde gelegten Röntgenemissionsspektren wurden bei der Bearbeitung von Kalknatronglas (links) und Wolfram (rechts) mit

den in der Tabelle angegebenen unskalierten Laserparametern aufgenommen.

Abstand zum Bearbeitungs- punkt	Strahlenexposition in der Kalknatron- Glasbearbeitung hinter Laserschutz- fenstern aus 5 mm dickem PMMA, 40 W, 400 kHz, 1 ps, 100 μJ, 2 G× 10 ¹⁴ W/cm ² (255 L/cm ²)			hlenexposition in der Kalknatron- asbearbeitung hinter Laserschutz- enstern aus 5 mm dickem PMMA, 40 W, 400 kHz, 1 ps, 100 μJ, 2 6x 10 ¹⁴ W/cm ² (255 1/cm ²) Strahlenexposition in der Wolfram- Metallbearbeitung hinter Laserschutz- fenstern aus 5 mm dickem Mineralglas SiO ₂ , 8 W, 400 kHz, 1 ps, 20 μJ, 5 2x 10 ¹³ W/cm ² (51 1/cm ²)		
[mm]	[mm]	<i>H</i> _P (0,07) [μSv/h]	<i>Η</i> _p (10) [μSv/h]	[mm]	<i>H</i> _P (0,07) [μSv/h]	<i>Η</i> _₽ (10) [μSv/h]
100	5	16,9	0,08	5	11,3	0,85
200	5	3,8	0,02	5	2,8	0,21
300	5	1,5	< 0,01	5	1,3	< 0,01
420	5	< 1	< 0,01	5	< 1	< 0,01
500	5	< 1	< 0,01	5	< 1	< 0,01
1000	5	< 1	< 0,01	5	< 1	< 0,01
1500	5	< 1	< 0,01	5	< 1	< 0,01

Tabelle XII: Für Abstände von 100 mm bis 1500 mm zum Bearbeitungspunkt ermittelte Strahlenexpositionen in der Metallbearbeitung (Wolfram) hinter Laserschutzfenstern aus PMMA und Mineralglas. Die den Berechnungen zugrunde gelegten Röntgenemissionsspektren wurden bei der Bearbeitung von Wolfram mit einer Laserleistung von 40 W, einer Pulsfolgefrequenz von 400 kHz, einer Laserpulsdauer von 1 ps, einer Laserpulsenergie von 100 μJ und einer Spitzen-Intensität von 2,6× 10¹⁴ W/cm² (bei einer Spitzen-Fluenz von 255 J/cm²) aufgenommen.

Abstand zum	Exposition hinter Laserschutzfenstern in der Metallbearbeitung (Wolfram) 40 W, 400 kHz, 1 ps. 100 ul. 2.6x 10 ¹⁴ W/cm ² (255 1/cm ²)					
punkt	aus 5 mm dickem PMMA			aus 5 mm dickem Mineralglas SiO ₂		
[mm]	[mm]	<i>॑</i> H _p (0,07) [mSv/h]	<i>Η</i> ͡ _P (10) [μSv/h]	[mm]	<i>Η</i> _p (0,07) [mSv/h]	<i>Η</i> _P (10) [μSv/h]
100	5	104,385	5192	5	0,205	114
200	5	24,531	1268	5	0,051	28,3
300	5	10,261	551	5	0,023	12,5
420	5	4,875	273	5	0,012	6,3
500	5	3,283	190	5	0,0079	4,5
1000	5	0,622	42,3	5	0,0019	1,1
1500	5	0,214	16,9	5	0,0008	< 1

Strahlenexposition bei für den Routinebetrieb angepasster aber beim Eintreten eines Unfallszenarios unzureichender Abschirmung:

Bei diesem Unfallszenario soll insbesondere der Einsatz von Aluminium als Abschirmmaterial bei einer versehentlichen Laser-Bestrahlung von Stahl kritisch evaluiert werden. Als Beispiel wird hier eine für die Glasbearbeitung mit Aluminium abgeschirmte Anlage betrachtet, bei der durch die Laser-Bestrahlung eines versehentlich in der Bearbeitungszone liegen gelassenen flachen Werkzeugs oder eines Halters aus Stahl in Fokusnähe eine erhöhte Strahlenexposition auftreten kann. Für die Berechnungen wurde Wolfram als Referenz-Werkstoff genutzt, das ähnliche Strahlenexpositionen wie Stahl liefert und zudem als worst-case Target Material betrachtet werden kann. Berechnungen wurden in verschiedenen Abständen von 100 mm bis 1500 mm für Aluminium als Abschirmmaterial durchgeführt. In Tabelle XIII sind, auf der Grundlage der an der BAM durchgeführten Messungen an Wolfram, die für das Unfallszenario ermittelten Strahlenexpositionen und die für die Einhaltung eines Expositionswertes von 1 μ Sv/h hinter der Abschirmung erforderlichen Abschirmdicken aufgeführt. Zusätzlich wurden die bei geringeren Abschirmdicken mit Aluminium zu erwartenden Strahlenexpositionen in Tabelle XIII aufgeführt.

Tabelle XIII: Für Abstände von 100 mm bis 1500 mm zum Bearbeitungspunkt ermittelte Strahlenexpositionen für die Laser-Bestrahlung eines bei der Glasbearbeitung versehentlich in der Bearbeitungszone liegen gelassenen flachen Werkzeugs oder eines Halters aus Stahl in Fokusnähe und die zur Einhaltung einer Grenz-Dosisleistung von 1 μSv/h ermittelten Abschirmdicken aus Aluminium. Die den Berechnungen zugrunde gelegten Röntgenemissionsspektren wurden bei der Bearbeitung von Wolfram mit den in der Tabelle angegebenen Laserparametern aufgenommen.

Abstand zum	Strahlenexposition und erforderliche Abschirmdicke aus Aluminium zur Einhaltung einer					
Bearbeitungs- punkt	Grenz-Dosisieis 40 W, 400 kHz, 1 ps, 100 μJ, 2,6× 10 ¹⁴ W/cm ² (255 J/cm ²)			ung von 1 μsv/n 8 W, 400 kHz, 1 ps, 20 μJ, 5,2× 10 ¹³ W/cm ² (51 J/cm ²)		
[mm]	<i>॑</i> H _₽ (0,07) [mSv/h]	<i>Η</i> ̀ _P (10) [µSv/h]	Abschirmdicke [mm]	<i>H</i> ₅(0,07) [mSv/h]	<i>Η</i> ̀ _P (10) [µSv/h]	Abschirmdicke [mm]
100	10746	13448,4	12,311	2351	169,6	2,824
200	1512	3244,2	8,879	45	40,6	1,639
300	447	1392,3	7,100	12,4	17,3	1,100
420	157	681,8	5,777	4,1	8,5	0,731
500	90	468,3	5,151	2,3	5,8	0,564
1000	8,9	99,8	3,072	0,2	1,2	0,044
1500	2,2	38,3	2,137	0,042	0,5	0,000

Aus Tabelle XIII ist ersichtlich, dass Aluminiumbleche mit wenigen mm Dicke eigentlich nur bei größeren Abständen zum Bearbeitungspunkt einen ausreichenden Schutz vor einer den Grenzwert von 1 μ Sv/h überschreitenden Strahlenexposition im Falle einer versehentlichen Laser-Bestrahlung von Metallgegenständen bieten können. Bei höheren Spitzen-Intensitäten bzw.-Fluenzen dürften dagegen die für die Abschirmung üblicherweise genutzten Blechdicken

von wenigen mm bei diesem Unfallszenario nicht mehr ausreichen, so dass hier die Verwendung von Stahlblech empfehlenswert wäre. Tabelle XIV zeigt für die angegebenen Laserparameter die Strahlenexpositionen, die bei Eintreten des betrachteten Unfallszenarios bei geringeren als den in Tabelle XIII angegebenen Abschirmdicken zu erwarten sind.

Tabelle XIV: Für Abstände von 100 mm bis 1500 mm zum Bearbeitungspunkt ermittelte Strahlenexpositionen für die Laser-Bestrahlung eines bei der Glasbearbeitung versehentlich in der Bearbeitungszone liegen gelassenen flachen Werkzeugs oder eines Halters aus Stahl in Fokusnähe bei einer Abschirmung der ionisierenden Strahlung mit Aluminium unzureichender Dicke. Die den Berechnungen zugrunde gelegten Röntgenemissionsspektren wurden bei der Bearbeitung von Wolfram mit einer Laserleistung von 40 W, einer Pulsfolgefrequenz von 400 kHz, einer Laserpulsdauer von 1ps, einer Laserpulsenergie von 100 μJ und einer Spitzen-Intensität von 2,6× 10¹⁴ W/cm²(bei einer Spitzen-Fluenz von 255 J/cm²) aufgenommen.

Abstand zum Bearbeitungs- punkt	Strahlenexposition bei Abschirmung mit Aluminium unzureichender Dicke				
[mm]	Aluminium [mm]	<i>Η</i> ̀ _P (0,07) [mSv/h]	<i>Η</i> _p (10) [μSv/h]		
100	3	202	114		
200	3	51	28,3		
300	2	73,3	32,5		
420	2	36,8	16,4		
500	2	25,7	11,5		
1000	2	6	2,8		
1500	1	16	4,2		

8.5.4.3 Fall 3: Extremparameter: μ-Spot-Bearbeitung, (versehentlich) eingestellte Maximal-Parameter

Strahlenexposition bei kleinen Strahldurchmessern (µSpot-Lasermaterialbearbeitung)

Bei sehr kleinen Strahldurchmessern von wenigen μ m (< 10 μ m) ist die auf das Werkstück applizierbare Leistungsdichte durch Luftdurchbrüche und Zerstörschwellen der eingesetzten Optiken beschränkt. In der Regel werden Mikroskop-Objektive für die Erzeugung derartig kleiner Strahldurchmesser genutzt. Hier muss berücksichtigt werden, dass nur bei geringen Laserpulsenergien gearbeitet werden kann. Luftdurchbrüche führen durch Brechungsindexänderungen zu einer De-Fokussierung des einfallenden Laserstrahls und müssen für die Realisierung sehr kleiner Strahlradien im Fokus vermieden werden. Bei welchen Leistungsdichten Luftdurchbrüche auftreten, ist von der Pulsdauer abhängig (vergl. Abb. 15).

In den Vor-Ort-Messungen bei den Anwendern konnte keine erhöhte Strahlenexposition und keine Röntgenemissionsspektren zu diesem als konservativ angenommenen Lasermaterialbearbeitungsszenario nachgewiesen werden. Aus diesem Grund werden keine die Routine-Lasermaterialbearbeitung über in der dargestellten Berechnungen hinausgehenden Betrachtungen durchgeführt.

Strahlenexposition bei im Routinebetrieb (versehentlich) eingestellter maximaler Laserpulsenergie

Bei versehentlich eingestellten Laserparametern können die Betrachtungen weitgehend auf eine versehentlich zu hoch eingestellte Laserpulsenergie beschränkt werden. Dies lässt sich einerseits damit begründen, dass eine Änderung des Fokusdurchmessers zu kleineren Fokusdurchmessern in der Regel mit einem Austausch der Fokussierungsoptik oder einer Aufweitung des Laserstrahls vor der Fokussierungsoptik einhergeht, ein unwahrscheinliches Szenario. Andererseits können versehentlich zu hoch zufälliges eingestellte Pulsfolgefrequenzen in der Routine-Lasermaterialbearbeitung, bei Variationsbreiten von einigen 100 kHz zu keinem um Größenordnungen erhöhtem Strahlenrisiko führen, sofern die Abschirmung im Vorfeld ausreichend konservativ (Faktor 2) abgeschätzt wurde. Der Burst-Modus soll hier nicht betrachtet werden. Die versehentliche Einstellung der maximal verfügbaren Laserpulsenergie im Routinebetrieb kann daher unabhängig von den anderen zur Verfügung stehenden Parametern als das Unfallszenario aufgefasst werden, bei dem die größte Gefährdung auftreten kann. In der Analyse der von der PTB und der BAM bei den Anwendern (Firma 7) durchgeführten Vor-Ort-Untersuchungen dieses Unfallszenarios hatte sich jedoch gezeigt, dass, sofern die Anlage nicht für den Betrieb der vermeintlichen worstcase Parameter, in diesem Fall die maximal einstellbare Laserpulsenergie, im Vorfeld optimiert worden war, in ad-hoc Messungen keine signifikant erhöhten Strahlenexpositionen nachgewiesen werden können. Gründe waren u.a. Schädigungen an den Optiken durch zu hohe Laserintensitäten bzw. Laser-Fluenzen, thermische de-fokussierende Effekte in der Optik bei zu kleinen Strahldurchmessern des auf die Fokussierungsoptik einfallenden unfokussierten Laserstrahls, oder ein durch die höhere Laserpulsenergie erhöhter Materialauswurf, der zu einer erhöhten Abschirmung des Werkstücks bei ungenügender Absaugung führen kann. Diese und wohlmöglich weitere, noch nicht identifizierte Faktoren können die Entstehung von Röntgenstrahlung verhindern oder zumindest reduzieren und damit sogar eine im Vergleich zur Routine-Lasermaterialbearbeitung verminderte Strahlenexposition zur Folge haben. Aus diesen Gründen konnte zumindest in den von der PTB/BAM durchgeführten Vor-Ort-Untersuchungen bei den industriellen Anwendern kein Fall nachgewiesen werden, in dem sich eine signifikante Erhöhung der Strahlenexposition durch das Einstellen der maximal verfügbaren Laserpulsenergie ergab. Selbst die an vergleichbaren Anlagen mit ähnlichen Laserparametern von der PTB/BAM gemessenen Strahlenexpositionen konnten trotz mehrtätiger Bemühungen und mit der Unterstützung des erfahrenen Bedienpersonals dieser UKP-Materialbearbeitungsanlagen nicht in der zur Verfügung stehenden Zeit reproduziert werden. Dieses Ergebnis legt den Schluss nahe, dass eine worstcase Strahlenexposition einer für die Lasermaterialbearbeitung im jeweiligen Routinebetrieb optimierten Anlage in der Regel nicht durch ein zufälliges, im Rahmen eines Unfallszenarios mögliches versehentliches Erhöhen einzelner oder durch die Einstellung einer Kombination von worst-case Laserparametern hervorgerufen werden kann, sofern die technischen Komponenten der Lasermaterialbearbeitungsmaschine nicht an die eingestellten Laserparameter angepasst werden. Andererseits kann aber auch grundsätzlich nicht ausgeschlossen werden, dass die Einstellung eines maximal gefährdenden Parametersatzes zu einer deutlich erhöhten Strahlenexposition selbst bei kleineren Änderungen der technischen

Betriebsparameter, der Prozessparameter oder bei einem Austausch oder einer Erneuerung von Komponenten der Anlage führt. Ausgehend von dieser Datenlage konnten keine Berechnungen zu diesem Unfallszenario durchgeführt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] F. F. Chen, Introduction to Plasma Physics (Plenum Press New York, 1974).
- [2] S. Eliezer, *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas* (IOP Publishing Bristol, 2002).
- [3] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley Company California, 1988).
- [4] P. Gibbon, Short Pulse Laser Interaction with Matter (Imperial College Press, 2005).
- [5] D. Attwood, *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications* (Cambridge University Press, 2007).
- [6] B. Luther-Davies, Evidence of resonance absorption in laser-produced plasmas from the polarization and angular dependence of high-energy x-ray bremsstrahlung emission, Appl. Phys. Lett. **32**, 209-211 (1978).
- [7] M. Cerchez, R. Jung, J. Osterholz, T. Toncian, O. Willi, P. Mulser & H. Ruhl, Absorption of Ultrashort Laser Pulses in Strongly Overdense Targets, Phys. Rev. Lett. 100, 245001 (2008).
- [8] D. D. Meyerhofer, H. Chen, J. A. Delettrez, B. Soom, S. Uchida & B. Yaakobi, *Resonance absorption in high-intensity contrast, picosecond laser-plasma*, Physics of Fluids B: Plasma Physics 5, 2584-2588 (1993).
- [9] A. Rousse, P. Audebert, J. P. Geindre, F. Falliès, J. C. Gauthier, A. Mysyrowicz, G. Grillon & A. Antonetti, *Efficient Kα x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas*, Phys. Rev. E **50**, 2200-2207 (1994).
- U. Teubner, I. Uschmann, P. Gibbon, B. Altenbernd, E. Förster, T. Feurer, W. Theobald, R. Sauerbrey, G. Hirst, M. H. Key, J. Lister & D. Neely, *Absorption and hot electron production by high intensity femtosecond uv-laser pulses in solid targets*, Phys. Rev. E 54, 4167 –4177 (1996).
- Z. Jiang, J. C. Kieffer, J. P. Matte, M. Chaker, O. Peyrusse, D. Giiles, G. Korn, A. Maksimchuk, S. Coe & G. Mourou, *X-ray spectroscopy of hot solid density plasmas produced by subpicosecond high contrast laser pulses at 10¹⁸-10¹⁹ W/cm², Phys. Plasmas 2, 1702-1711 (1995).*
- [12] M. Schnürer, M. P. Kalashnikov, P. V. Nickles, Th. Schlegel, W. Sandner, N. Demchenko, R. Nolte & P. Ambrosi, *Hard x-ray emission from intense short pulse laser plasmas*, Physics of Plasmas **2**, 3106-3110 (1995).

- [13] J. D. Kmetec, C. L. Gordon, J. J. Macklin, B. E. Lemoff, G. S. Brown & S. E. Harris, *MeV x*-ray generation with a femtosecond laser, Phys. Rev. Lett. **68**, 1527-1530 (1992).
- [14] A. P. Fews, P. A. Norreys, F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, P. Lee & S. J. Rose, *Plasma lon Emission from High Intensity Picosecond Laser Pulse Interactions with Solid Targets*, Phys. Rev. Lett. **73**, 1801-1804 (1994).
- [15] H. Legall, C. Schwanke, S. Pentzien, G. Dittmar, J. Bonse & J. Krüger, *X-ray emission as a potential hazard during ultrashort pulse laser material processing*, Appl. Phys. A. 124, 407 (2018).
- [16] H. Legall, C. Schwanke, J. Bonse & J. Krüger, *X-ray radiation protection aspects during ultrashort laser processing*, J. Laser Appl. **32**, 022004 (2020).
- [17] *Operational quantities for external radiation exposure* (Draft: Joint report of the International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU) and the International Commission on Radiological Protection (ICRP), 2017).
- [18] G. Dittmar, Laserinduzierte ionisierende Strahlung LIS 1. Anforderungen aus dem Strahlenschutzgesetz 2. Messtechnik und Ergebnisse 3. Schutz vor LIS (Hochschule Aalen, UKPL- Innovationsnetzwerk, 1. Netzwerktreffen 2019 in Aachen am 12.4.2019, 2019).
- [19] R. Behrens, B. Pullner & M. Reginatto, *X-ray emission from materials processing Lasers*, Radiat. Prot. Dosimetry **183**, 361-371 (2019).
- [20] R. Weber, R. Giedl-Wagner, D. J. Förster, A. Pauli, T. Graf & J. E. Balmer, *Expected X-ray dose rates resulting from industrial ultrafast laser applications*, Appl. Phys. A. **125**, 635 (2019).
- [21] R. Weber, Datensatz: *Röntgenemission in Abhängigkeit von der Pulsdauer* (IFSW Stuttgart, 2019).
- [22] R. Giedl-Wagner, M. Prasser, M. Brand, Sekundäremission bei der Ultrakurzpulslaserbearbeitung, Scientific Reports: 11. Mittweidaer Lasertagung 1, 107-109 (2019).
- [23] J. Schille, Datensatz: *Messungen zur Röntgenemission mit verschiedenen Lasersystemen* (Hochschule Mittweida, 2019).
- [24] H. Legall, C. Schwanke, J. Bonse & J. Krüger, *The influence of processing parameters* on X-ray emission during ultra-short pulse laser machining, Appl. Phys. A **125**, 570 (2019).
- [25] G. Dittmar, Arbeitsblatt 2: Zunahme der laserinduzierten ionisierenden Strahlung (LIS) bei größer werdender Fokusfläche trotz gleicher Bestrahlungsstärke (2020).
- [26] D.W. Forslund, J.M. Kindel & K. Lee, *Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity*, Phys. Rev. Lett. **39**, 284-288 (1977).

- [27] K. Liao, A. Mordovanakis, B. Hou, G. Chang, M. Rever, G. Mourou, J. Nees & A. Galvanauskas, *Generation of hard X-rays using an ultrafast fiber laser system*, Optics Express **15**, 13942-13948 (2007).
- [28] C. G. Serbanescua, J.A. Chakera & R. Fedosejevs, *Efficient Kα x-ray source from* submillijoule femtosecond laser pulses operated at kilohertz repetition rate, Rev. Sci. Instrum. **78**, 103502 (2007).
- [29] F. Zamponi, Z. Ansari, C. v. Korff Schmising, P. Rothhardt, N Zhavoronkov, M.
 Woerner, T. Elsaesser, M. Bargheer, T. Trobitzsch-Ryll & M. Haschke, *Femtosecond hard X-ray plasma sources with a kilohertz*, Appl. Phys. A 96, 51-58 (2009).
- [30] J. Yu, Z. Jiang, J.C. Kieffer & A. Krol, *Hard x-ray emission in high intensity femtosecond laser–target interaction*, Physics of Plasmas **6**, 1318-1322 (1999).
- [31] L. M. Chen, P. Forget, S. Fourmaux, J. C. Kieffer, A. Krol, C. C. Chamberlain, B. X. Hou, J. Nees & G. Mourou, Study of hard x-ray emission from intense femtosecond *Ti:sapphire*, Phys. Plasmas **11**, 4439-4445 (2004).
- [32] V.V. Blazhenkov, A. N. Kirkin, L. P. Kotenko, A. M. Leontovich, G. I. Merzon, A. M. Mozharovskil, A. L. Chernyakov & A. N. Chuzo, *X radiation of a plasma produced by picosecond ruby laser pulses*, Sov. Phys. JETP **51**, 697-702 (1980).
- [33] J. Weisshaupt, V. Holtz, M. Juvé, S. Ku, M. Woerner, T. Elsaesser, S. Ališauskas, Pugžlys.A. & A. Baltuška, *High-brightness table-top hard X-ray source driven by sub-100-femtosecond mid-infrared pulses*, Nature Photonics **8**, 927-930 (2014).
- [34] A. Krol, A. Ikhlef, J. C. Kieffer, D. A. Bassano, C. C. Chamberlain, Z. Jiang, H. Pépin & S.
 C. Prasad, *Laser-based microfocused x-ray source for mammography: Feasibility study*, Med. Phys. 24, 725-732 (1997).
- [35] J.C. Kieffer, A. Krol, Z. Jiang, C.C. Chamberlain, E. Scalzetti & Z. Ichalalene, *Future of laser-based X-ray sources for medical imaging*, Appl. Phys. B **74**, 75–81 (2002).
- [36] A.Ya. Faenov, S.A. Pikuz Jr., A.G. Zidkov, I.Yu. Skobelev, P.S. Komarov, O.V. Chefonov,
 S.V. Gasilov & A. V. Ovchinnikov, *Excitation of X rays by electrons accelerated in air in the wake wave of a laser pulse*, JETP Lett. **92**, 375–378 (2010).
- [37] H. Legall, H. Stiel, M. Schnürer, M. Pagels, B. Kanngießer, M. Müller, B. Beckhoff, I. Grigorieva, A. Antonov, V. Arkadiev & A. Bjeoumikhov, An efficient X-ray spectrometer based on thin mosaic crystal films and its application in various fields of X-ray spectroscopy, Appl. Cryst. 42, 572-579 (2009).
- [38] F. Dausinger, D. Breitling, C. Föhl, A. Ruf & M Weikert, Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen (Universität Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, 2002).
- [39] D. Breitling, A. Michlowski & D. Walter, *Energiebilanz von Luftdurchbrüchen bei ultrakurzen Laserpulsen: Neue Experimente zur Auflösung bestehender Widersprüche* (Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), 2004).

- [40] D. Breitling, Dissertation: *Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung* (Herbert Utz Verlag Wissenschaft München Universität Stuttgart, 2009).
- [41] D. Giuletti & L. A. Gizzi, *X-ray emission from laser-produced plasmas*, La Rivista del Nuovo Cimento **10**, 1-103 (1998).
- [42] National Institute of Standards and Technology (NIST), *NIST Atomic Spectra Database Ionization Energies*: https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/ionEnergy.html.
- [43] V. Arora, P. A. Naik, J. A. Chakera, S. Bagchi, M. Tayyab & P. D. Gupta, Study of 1–8 keV K-α x-ray emission from high intensity femtosecond laser produced plasma, AIP Advances 4, 047106 (2014).
- [44] B. N. Chichkov, C. Momma, A. Tünnermann, S. Meyer, T. Menzel & B. Wellegehausen, Hard-x-ray radiation from short-pulse laser-produced plasmas, Appl. Phys. Lett. 68, 2804-2806 (1996).
- [45] J. Zhang, Yu Li, Z. Sheng, Zhang Wei, Q. Dong & Xiner Lu, *Generation and propagation of hot electrons in laser-plasmas*, Appl. Phys. B: Lasers and Optics **80**, 957-971 (2005).
- [46] F. Gobet, F. Hannachi, M.M. Aléonard, J.F. Chemin, G. Claverie, M. Gerbaux, G.
 Malka, J.N. Scheurer & M. Tarisien, *Absolute energy distribution of hard x rays* produced in the interaction of a kilohertz femtosecond laser with tantalum targets, Rev. Sci. Instrum. **77**, 093302 (2006).
- [47] R. Giedl-Wagner, GfH GmbH, industrielle Applikation (2018).
- [48] C. Freitag & R. Giedl-Wagner, *X-Ray Protection in an Industrial Production Environment*, Photonics Views **17**, 37-41 (2020).
- [49] T. Mans, J. Dolkemeyer & C. Schnitzler, *High Power Femtosecond Lasers*, Laser Technik Journal **3**, 40-43 (2014).
- [50] H. Legall, G. Blobel, H. Stiel, W. Sandner, C. Seim, P. Takman, D. H. Martz, M. Selin, U. Vogt, H. M. Hertz, D. Esser, H. Sipma, J. Luttmann, M. Höfer, H. D. Hoffmann, S. Yulin, T. Feigl, S. Rehbein, P. Guttmann, G. Schneider, U. Wiesemann, M. Wirtz & W. Diete, Compact x-ray microscope for the water window based on a high brightness laser plasma source, Opt. Express 20, 18362-18369 (2012).
- [51] C. Schnitzler, *High Average Power Ultrafast Lasers based on InnoSlab Technology*, Ultrafast Laser Processing Forum (2015).
- [52] H. Zellmer, S. Nolte & A. Tünnermann, *Faserlaser*, Physik Journal **4**, 29-34 (2005).
- [53] A. Giesen, J. Limpert, J. Speiser & A. Tünnermann, *Von Scheiben und Fasern*, Physik Journal **9**, 33-37 (2010).
- [54] S. Hädrich, M. Kienel, M. Müller, A. Klenke, J. Rothhardt, R. Klas, T. Gottschall, T. Eidam, A. Drozdy, P. Jójárt, Z. Várallyay, E. Cormier, K. Osvay, A. Tünnermann & J. Limpert, *Energetic sub-2-cycle laser with 216 W average power*, Opt. Lett. **41**, 4332-4335 (2016).

- [55] M. Müller, A. Klenke, A. Steinkopff, H. Stark, A. Tünnermann & J. Limpert, *3.5 kW coherently combined ultrafast fiber laser*, Opt. Lett. **43**, 6037–6040 (2018).
- [56] J.-P. Negel, A. Loescher, A. Voss, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, M. Abdou Ahmed & T. Graf, Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm, Opt. Express 23, 21064-21077 (2015).
- [57] F. Saltarelli, I. J. Graumann, L. Lang, D. Bauer, C. R. Phillips & U. Keller, Power scaling of ultrafast oscillators: 350-W average-power sub-picosecond thin-disk laser, Opt. Express 27, 31465-31474 (2019).
- [58] P. Russbueldt, T. Mans, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann & R. Poprawe, *Compact diodepumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier*, Opt. Lett. **35**, 4169–4171 (2010).
- [59] Amplitude, Tangor: https://amplitude-laser.com/produit/tangor/ (2020).
- [60] C.J. Saraceno, D. Sutter, T. Metzger & M. Abdou Ahmed, *The amazing progress of high-power ultrafast thin-disk lasers*, J. Eur. Opt. Soc.-Rapid Publ. **15**, 15 (2019).
- [61] Horizon-2020-Projekt "Pulse": https://www.blechonline.de/lasermaterialbearbeitung-um-faktor-1000-schneller.
- [62] European Union's Horizon 2020 Projekt: "kW-flexiburst Project": https://www.kw-flexiburst.eu/.
- [63] GFH GmbH, Burst spart Zeit, Fachzeitschrift bbr 02 (2014).
- [64] Fraunhofer-Institut für Lasertechnik (ILT), ILT Aachen: https://www.effilas.de/de/verbuende/sculpt.html.
- [65] R. Weber, *Produktive Materialbearbeitung mit kW-UKP-Lasern?*, Lasermagazin **4** (2014).
- [66] Fraunhofer-Institut für Lasertechnik (ILT), SCULPT Scaling Ultrafast Laser Productive Precision Processing Technology: https://www.effilas.de/de/verbuende/sculpt.html.
- [67] Fraunhofer-Institut für Lasertechnik (ILT), Pressemeldung vom 25.4.2019: https://www.ilt.fraunhofer.de/de/presse/pressemitteilungen/pm2019/pressemitteil ung-2019-4-25.html; https://www.fraunhofer.de/de/institute/instituteeinrichtungen-deutschland/cluster-of-excellence/advanced-photon-sources.html.
- [68] Amplitude, Technological Breakthrough With Outstanding Repetition Rate Results: https://amplitude-laser.com/news/a-ghz-revolution/.
- [69] kW-flexiburst, kW-flexiburst Project: https://www.kw-flexiburst.eu.
- [70] TRUMPF GmbH, TRUMPF-Geschaeftsbericht-2018-2019: https://www.trumpf.com/filestorage/TRUMPF_Master/Corporate/Annual_report/Cu rrent/TRUMPF-Geschaeftsbericht-2018-2019.pdf.

- [71] TRUMPF GmbH, Pressemitteilung vom 05.10.2018: https://www.trumpf.com/de_DE/unternehmen/presse/pressemitteilungenglobal/pressemitteilung-detailseite-global/release/nobelpreis-fuerultrakurzpulslaser-pioniere/.
- [72] D. Perez & L.J. Lewis, *Ablation of Solids under Femtosecond Laser*, Phys. Rev. Lett **89**, 255504 (2002).
- [73] L. V. Zhigilei, Z. Lin & D.S. Ivanov, Atomistic Modeling of Short Pulse Laser Ablation of Metals: Connections between Melting, Spallation, and Phase Explosion, J. Phys. Chem. C 113, 11892–11906 (2009).
- [74] L.V. Zhigilei, *Dynamics of the plume formation and parameters of the ejected clusters in short-pulse laser ablation*, Appl. Phys. A **76**, 339–350 (2003).
- [75] A. Miotello & R. Kelly, Laser-induced phase explosion: new physical problems when a condensed phase approaches the thermodynamic critical temperature, Appl. Phys. A 69, 67–73 (1999).
- [76] B. Rethfeld, K. Sokolowski-Tinten, D. von der Linde & S. Anisimov, *Timescales in the response of materials to femtosecond laser excitation*, Appl. Phys. A **79**, 767–769 (2004).
- [77] TRUMPF GmbH, Broschüre Strahlquellen: https://www.trumpf.com/de_DE/produkte/laser/.
- [78] BG ETEM, Vorschriften und Maßnahmen zur Lasersicherheit (aktualisiert: 4.7.2019): https://medien.bgetem.de/medienportal/artikel/UDAwTC8yMDE3.
- [79] Technische Regeln zur Arbeitsschutzverordnung zu künstlicher optischer Strahlung -TROS Laserstrahlung, Teil 3: Maßnahmen zum Schutz vor Gefährdungen durch Laserstrahlung, Ausgabe: Juli 2018 GMBI 2018 S. 1030 [Nr. 50–53], 1-25 (2018).
- [80] B. Pullner & R. Behrens, Untersuchungen zum Auftreten niederenergetischer Röntgenstrahlung bei branchenüblichen Materialbearbeitungsverfahren mit Ultrakurzpuls (UKP)-Lasermaschinen und deren messtechnische Erfassung (PTB Braunschweig, 2018).
- [81] TRUMPF Laser GmbH, Ergänzung zur Betriebsanleitung: Röntgen- und UV-Strahlung (2017).
- [82] T. Schwarzbäck (Hrsg.), UKPL Netzwerk, Stellungnahme zur Sicherheit vor ionisierender Strahlung bei Ultrakurzpulslaseranlagen zur Materialbearbeitung, 17.04.2020.
- [83] Content-Management-System TYPO3. https://typo3.com/ (abgerufen am 11.11.2021).
- [84] UKPL Innovationsnetzwerks. http://www.ukpl-technologie.de/netzwerk.html (abgerufen am 11.11.2021).

- [85] Photonics BW Innovationsnetz Optische Technologien. https://photonicsbw.de/ (abgerufen am 11.11.2021).
- [86] Automess 6150AD. https://www.automess.de/produkte/produktfamilie-6150ad/szintillatorsonde (abgerufen am 11.11.2021).
- [87] Automess 6134A/H. https://www.yumpu.com/de/document/view/20648502/datenblatt-6134a-hautomess-gmbh (abgerufen am 11.11.2021).
- [88] Amptek X-123CdTe Complete X-Ray & Gamma Ray Spectrometer. https://www.amptek.com/internal-products/x-123-cdte-complete-x-ray-gamma-rayspectrometer-with-cdte-detector (abgerufen am 11.11.2021).
- [89] DÜRR NDT 2D-Sacnner CR 35 NDT. https://www.duerr-ndt.de/produkte/computerradiographie/cr-35-ndt.html (abgerufen am 28.10.2021).
- [90] U. Ankerhold, R. Behrens, P. Ambrosi, X Ray Spectrometry of Low Energy Photons for Determining Conversion Coefficients from Air Kerma, Ka, to Personal Dose Equivalent, Hp(10), for Radiation Qualities of the ISO Narrow Spectrum Series, Radiation Protection Dosimetry 81, 247-258 (1999).
- [91] Sick Sensor Intelligence. https://www.sick.com/de/de/optoelektronischeschutzeinrichtungen/sicherheits-laserscanner/s300-mini-standard/c/g214851 (abgerufen am 10.09.2021).
- [92] NIST Database: NIST X-Ray Mass Attenuation Coefficients. https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients (abgerufen am 20.09.2021).
- [93] Pharos user manual (letzter Zugriff am 24.06.2020): http://lightcon.com/uploads/datasheets/PHAROS%20datasheet%2020200622.pdf_
- [94] K. G. Veinot & N. E. Hertel, *Personal dose equivalent conversion coefficients for photons to 1 GeV*, Radiation Protection Dosimetry **145**, 28–35 (2011).
- [95] B.L. Henke, E.M. Gullikson, J.C. Davis. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E = 50-30000 eV, Z = 1-92, Atomic Data and Nuclear Data Tables 54, 181-342 (1993).
- [96] J. H. Hubbell & S. M. Seltzer, Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest, NIST Standard Reference Database 126 (2004) (DOI: https://dx.doi.org/10.18434/T4D01F).
- [97] J. Bliedtner, C. Schindler, M. Seiler, S. Wächter, M. Friedrich, J. Giesecke, *Ultrashort pulse laser material processing*, Laser Tech. J. **13**, 46–50 (2016).
- [98] https://www.edmundoptics.de/knowledge-center/tech-tools/gaussian-beams/ (abgerufen am 15.11.2021)