

# Entstehung unerwünschter Röntgenstrahlung bei der Ultrakurzpuls-Laserbearbeitung

Jörg Schille<sup>1</sup>, Dany Kattan<sup>2</sup>, Sebastian Kraft<sup>1</sup>, Theo Pflug<sup>1</sup>,  
Alexander Horn<sup>1</sup>, Udo Löschner<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

<sup>2</sup> Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Universitätsstraße 1, 40225 Düsseldorf

*Die unerwünschte Emission von Röntgenstrahlung zählt nach Technischer Regel Optischer Strahlung zu den Gefährdungen durch indirekte Auswirkungen von Laserstrahlung und führt bei bestimmten Bestrahlungsbedingungen dazu, dass UKP-Laseranlagen als Anlage zur Erzeugung ionisierender Strahlung unter das Strahlenschutzgesetz (StrlSchG) fallen. Aus Grundlagenuntersuchungen ist bekannt, dass in Laserprozessen mit hochintensiven Laserpulsen gefährliche Röntgenstrahlung mit Photonenenergien > 5 keV freigesetzt werden kann. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass eine Vielzahl von Bestrahlungskenngrößen sowie die Prozessführung sowohl die spektrale Verteilung als auch die Höhe der Röntgenemissionen beeinflussen. So entstehen bei hochrepetierenden Laserprozessen durch die Wechselwirkung zwischen einfallendem Laserstrahl und Laserplasma so hohe Dosisleistungen, die eine gesundheitliche Gefahr darstellen. Damit ist insbesondere beim Einsatz leistungsstarker Laserstrahlquellen in der industriellen Produktion oder im offenen Anlagenbetrieb zu Forschungszwecken der Schutz vor ungesunden Röntgenstrahlen von hoher Bedeutung.*

## 1. Einleitung

Der Einsatz moderner Ultrakurzpuls-(UKP)-Laser in der Mikromaterialbearbeitung bietet im Vergleich zu konventionellen Lasersystemen eine Vielzahl von Vorteilen. Unter anderem zeichnen sich die UKP-Laserverfahren durch eine sehr hohe Präzision aus, es wird infolge einer geringen thermischen Bauteilbelastung eine hohe Bearbeitungsqualität erreicht oder es können mikroskopisch kleine Oberflächenstrukturen gefertigt werden. Letztere bieten ein hohes Innovationspotenzial für bionisch-inspirierte Lösungsbeiträge für Problemstellungen in der Oberflächentechnik [1]. Infolge von technischen Neuerungen und der stetigen Weiterentwicklung der UKP-Lasertechnik stehen inzwischen Ausgangsleistungen bis in den kW-Bereich bereit [2, 3]. Damit sind deutliche Steigerungen der Produktivität von UKP-Laserverfahren zu erwarten, was wiederum vermehrt den Weg für innovative UKP-Laseranwendungen aus dem Labor in die industrielle Produktion ebnet wird.

In den unterschiedlichsten Anwendungen, vom Laserstrahlbohren, Feinschneiden, Oberflächentexturieren bis hin zur Tiefengravur werden heutzutage Pulsenergien von wenigen Mikrojoule bis hin zu Millijoule eingesetzt. Das lässt infolge der extrem kurzen Dauer ultrakurzer Pulse und bei feiner Strahlfokussierung sehr hohe Spitzenintensitäten größer  $10^{13}$  W·cm<sup>-2</sup> erreichen. Aus Grundlagenuntersuchungen ist seit längerem bekannt, dass bei der Materialbearbeitung mit solch hochintensiver Laserstrahlung stark angeregte Laserplasmen entstehen, die Röntgenstrahlung mit Photonenenergien größer 5 keV als eine unerwünschte Begleiterscheinung freisetzen können [4-6]. Ist die mit einem einzelnen Laserpuls induzierte Röntgenemission zunächst noch gering, so zeigen neue Untersuchungen mit hochrepetierenden UKP-Lasersystemen, dass durch Akkumulation

der Einzelpuls-Dosen der im Strahlenschutz bestehende Grenzwert  $1 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$  schnell überschritten und dadurch für den menschlichen Körper gefährliche Dosiswerte erreicht werden können [7-12]. Aufgrund dieses Gefährdungspotenzials zählt die laserinduzierte Emission von Röntgenstrahlung nach Technischer Regel Optischer Strahlung „TROS Laserstrahlung“ zu den Gefährdungen durch indirekte Auswirkungen von Laserstrahlung und führt unter bestimmten Bestrahlungsbedingungen dazu, dass UKP-Laser als Anlage zur Erzeugung ionisierender Strahlung unter die Reglementierung des Strahlenschutzgesetzes (StrlSchG) fallen. Man geht davon aus, dass bundesweit ca. 1.600 Laseranlagen, bei jährlichen Zuwachsraten im zweistelligen Prozentbereich, von der sich daraus ergebenden strahlenschutzrechtlichen Anzeige- oder Genehmigungspflicht betroffenen sind.

Der Kenntnisstand über die bei UKP-Lasermaterialbearbeitungsprozessen auftretenden Röntgenemissionen leitet sich vorrangig aus Veröffentlichungen jüngerer Datums ab. In diesen Arbeiten wurde eine Vielzahl an Einflussgrößen identifiziert, die teils signifikant die freigesetzte Dosis beeinflussen und sich in ihrem Wirken untereinander verstärken. Die wichtigsten derzeit vorliegenden Erkenntnisse und Abhängigkeiten sind in Kapitel 4 am Ende des Artikels zusammengefasst. Es wird deutlich, dass neben den Bestrahlungskenngrößen (laserseitig) allgemein auch die Prozessführung (prozessseitig) oder das Werkstück selbst (materialseitig) die Röntgenemissionen stark verändern können. Das wiederum macht es schwierig, korrekte Aussagen über die im Laserprozess auftretenden Röntgenemissionen und damit über die bestehenden Gefährdungen und entsprechend abzuleitenden Schutzmaßnahmen zu treffen.

Im Folgenden werden die Ergebnisse jüngster Untersuchungen über auftretende Röntgenemissionen bei der

UKP-Lasermaterialbearbeitung vorgestellt. Es wird aufgezeigt, dass neben einer höheren Bestrahlungsstärke auch eine höhere Pulswiederholfrequenz sowie ein kürzerer geometrischer Pulsabstand zu einem deutlichen Anstieg der Röntgenemissionen führt. Zusätzlich beeinflussen der Crossjet- und der Ansaugstrom der Absauganlage die freigesetzte Strahlendosis signifikant. Am Ende wird das Durchstrahlverhalten verschiedener Materialien in Bezug auf laserinduzierte Röntgenstrahlung diskutiert, was wertvolle Informationen für die Auswahl und Dimensionierung von Schutzumhausungen von Laserbearbeitungsanlagen liefert.

## 2. Material und Methoden

Ein Großteil der experimentellen Untersuchungen über den Einfluss der Bestrahlungsbedingungen auf die Emission von Röntgenstrahlung wurden in einer vollständig umhauften „Klasse 1“-Lasereinrichtung durchgeführt. Die Schutzfunktion der Umhausung gegenüber unerwünschten Röntgenstrahlen wurde während der Versuchszeit mit 3 Körperdosimetern (DIS-1, Mirion Technologies GmbH) überwacht, die innerhalb und im Zugangsbereich der Anlage angebracht sowie vom Anlagenbediener getragen wurden. Weder das getragene noch das im Zugangsbereich befindliche Messgerät zeigten eine erhöhte Strahlendosis an. Somit war sichergestellt, dass während der Untersuchungen keine Gefahr durch laserinduzierte Röntgenstrahlung bestand.

In den an einer Edelstahl-Legierung (X5CrNiMo-18-10) erfolgten Untersuchungen wurden verschiedene Laser eingesetzt, die ein breites Parameterspektrum abdecken. Die Bestrahlungskennwerte waren in der Größenordnung gewählt, wie sie typischerweise in UKP-Laserprozessen Anwendung finden. Die Pulsspitzenintensität  $I_0$  wurde zwischen  $0,7 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  und  $2,7 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ , die Pulswiederholrate  $f_P$  zwischen 0,5 MHz und 2,0 MHz sowie die Pulsdauer  $\tau_H$  zwischen 300 fs und 800 fs variiert. Die höchste auf die Werkstückoberfläche eingestrahlte mittlere Laserleistung war 72,2 W; der Fokussdurchmesser betrug 30  $\mu\text{m}$ . Mit Hilfe eines Galvanometerscanners wurden  $40 \times 40 \text{ mm}^2$  große Scandfelder auf der Werkstückprobe abgerastert. Durch Variieren der Scangeschwindigkeit unter Berücksichtigung der gewählten Pulswiederholfrequenz konnten geometrische Pulsabstände  $d_x$  entlang einer Scanlinie zwischen 0,75  $\mu\text{m}$  und 5,0  $\mu\text{m}$  realisiert werden.

Zur besseren Bewertung der Ergebnisse im Vergleich zu Röntgenemissionen, die bei der Bestrahlung mit hochintensiver Laserstrahlung entstehen, wurden ergänzende Untersuchungen unter folgenden Bestrahlungsbedingungen durchgeführt:  $I_{0,\text{max}} = 5,2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,  $f_P = 1 \text{ kHz}$ ,  $\tau_H = 40 \text{ fs}$ ,  $P_{\text{av}} = 1,6 \text{ W}$ .

Für die Messung der laserinduzierten Röntgenemissionen kamen zwei unterschiedliche Messgeräte zum Einsatz: ein Röntgenwächter SILIX Lambda (Ingenieurbüro Prof. Dr.-Ing. G. Dittmar) und ein Ortsdosimeter OD-02 (STEP GmbH). Die Ermittlung der Richtungs-Äquivalenzdosisleistung  $\dot{H}'(0,07) = dH'(0,07)/dt$  erfolgte ent-

gegensetzt zur Scanrichtung des Laserstrahls, da in dieser Ausrichtung die maximale Ortsdosis der Röntgenemissionen auftreten [9].

Die nachfolgend diskutierten Ortsdosisleistungen repräsentieren Mittelwerte für das einmalige unidirektionale Abscannen der Werkstückoberfläche (außer Abb. 7 und 8). Es handelt sich dabei um prozesstypische Röntgenemissionen, die bei einer dauerhaften Laserbestrahlung zu erwarten sind. Dazu wurden die Bestrahlungspausen, u.a. bei der Rückstellbewegung des Scannerspiegels, mittels Oszilloskop-Messung (Duty-cycle) bestimmt und die messtechnisch erfassten Dosiswerte entsprechend für eine Dauerbestrahlung hochgerechnet.

## 3. Ergebnisse und Diskussion

### 3.1 Einfluss von Detektorabstand und Detektorwinkel auf die Ortsdosismessung

In zunächst grundlegenden Untersuchungen zur optimalen Ausrichtung der Detektoren zwecks Erfassung maximaler Röntgenemissionen wurde der Einfluss des Detektorabstands  $D$  sowie des Detektorwinkels  $\alpha$  auf die Ortsdosisleistung  $\dot{H}'(0,07)$  ermittelt. Mit zunehmenden Abstand zwischen Bearbeitungsort und Detektor nimmt die Dosis dem Abstandsgesetz folgend deutlich ab, wie Abb. 1 zeigt. Zudem führt die von der Röntgen-Photonenenergie beeinflusste Absorption der Röntgenstrahlung in der Umgebungsatmosphäre (Luft) mit größerem Abstand zu einer weiteren Abnahme des gemessenen Röntgenphotonenflusses  $\Phi_{\text{phot}}$  gemäß

$$\Phi_{\text{phot}}(D, \lambda) \propto D^{-2} e^{-\mu(\lambda)D} \quad (1).$$

Ab einem Abstand von 200 mm sind die mit dem SILIX und dem OD-02 gemessenen Dosiswerte in guter Übereinstimmung zu finden. Die größten Dosiswerte wurden für einen Detektorwinkel größer 30° festgestellt.

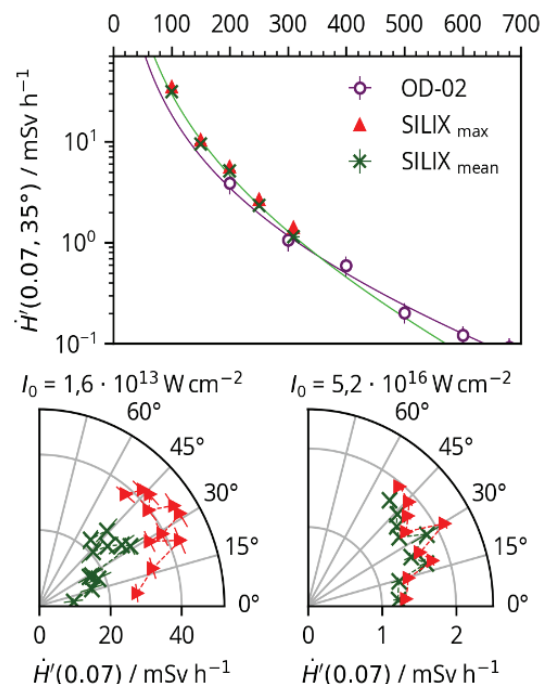


Abb. 1: Einfluss von Detektorabstand und -winkel auf die Ortsdosisleistung unter sonst gleichen Bestrahlungsbedingungen.

### 3.2 Spektralanalyse laserinduzierter Röntgenstrahlung

Die Spektralanalyse laserinduzierter Röntgenstrahlung in Höhe von  $\dot{H}'(0,07,35^\circ) = 1,1 \pm 0,2 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$  in Abb. 2 zeigt die Überlagerung eines kontinuierlichen Photonenpektrums („Bremsstrahlung“-Spektrum) mit Emissionslinien charakteristischer Röntgenstrahlung. Die spektrale Verteilung der Photonenenergie liegt im Bereich der weichen Röntgenstrahlung zwischen 2 keV und 10 keV. Die Energieverteilung der Röntgenphotonen im Bremsstrahlungsspektrum folgt in sehr guter Näherung einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$f_{\text{Maxwell}}(E)dE = \sqrt{\frac{4E}{\pi(k_B T_e)^3}} e^{-\frac{E}{k_B T_e}} dE \quad (1).$$

Bei einer Bestrahlungsstärke von  $I_0 = 2,7 \cdot 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  stimmt die experimentell ermittelte Photonverteilung (Abb. 2, grün) sehr gut mit dem für die Elektronentemperatur  $T_e = 1.18 \pm 0.1 \text{ keV}$  errechneten Kurvenverlauf (Abb. 2, gestrichelte Linie) überein. In den Simulationsergebnissen ist die Ausbreitung der Röntgenstrahlung in Umgebungsatmosphäre (Luft) berücksichtigt. Insbesondere für Röntgenphotonen kleiner 6 keV sind im Vergleich zum unbeeinflussten Spektrum unter Vakuumbedingungen (Abb. 2, gepunktete Linie) deutlich geringere Werte gezeigt, was auf die hohe Absorption der weichen Röntgenstrahlung in Luft hinweist. Im Röntgenemissionsspektrum sind charakteristische Spektrallinien gekennzeichnet, die den Hauptlegierungselementen des untersuchten Edelstahl-Werkstoffs zuzuordnen sind.

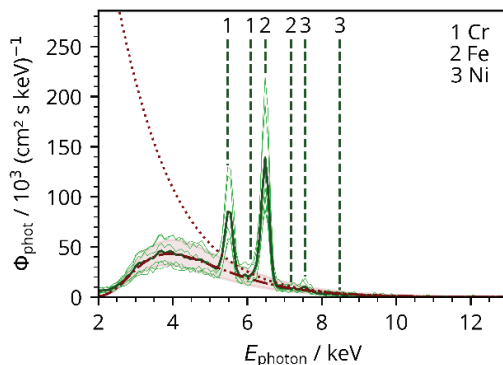


Abb. 2: Röntgenemissionsspektrum in 10 cm Abstand und  $35^\circ$  Betrachtungswinkel für die Laserbestrahlung von Edelstahl mit  $I_0 = 2,7 \cdot 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ,  $f_p = 1,6 \text{ MHz}$  und  $d_x = 0,88 \mu\text{m}$ .

Des Weiteren zeigten sich Veränderungen der charakteristischen Eigenschaften des Röntgenemissionsspektrums in Abhängigkeit der Laserbestrahlungsbedingungen. So wird beim Vergleich der in Abb. 3 gezeigten Spektren deutlich, dass mit höherer Bestrahlungsstärke die spektrale Breite zunimmt und sich das Maximum der Röntgenphotonen tendenziell hin zu höheren Energien verschiebt. Ausgeprägte charakteristische Röntgenemissionen sind demnach erst bei der Einstrahlung höherer Bestrahlungsstärken zu finden ( $I_0 > 10^{16} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , in Abb. 3, links), wobei mit geringerer Bestrahlungsstärke das Bremsstrahlungsspektrum dominiert.

Auch sind Veränderungen der Röntgenemission in Abhängigkeit des geometrischen Pulsabstands  $d_x$  zu be-

obachten (Abb. 3, rechts). Mit Verringerung des Pulsabstandes von  $5 \mu\text{m}$  auf  $0,88 \mu\text{m}$  unter sonst gleichen Bestrahlungsbedingungen verbreitert sich das Spektrum bis hin zu Photonenenergien größer 10 keV. Charakteristische Röntgenemissionen entstehen bei geringeren Pulsabständen, wie sie mit größerem Pulsabstand dagegen im Spektrum nicht zu finden sind.

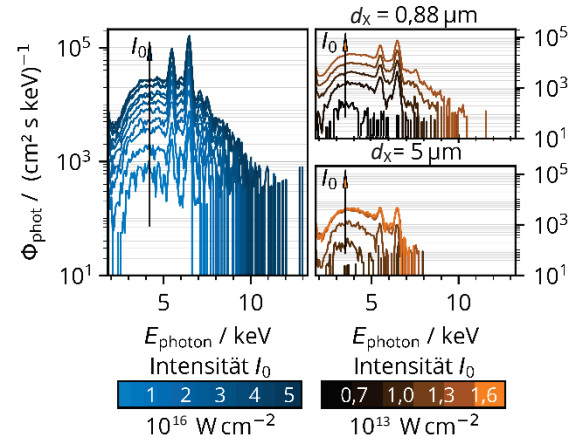


Abb. 3: Röntgenemissionsspektren in 10 cm Abstand unter  $35^\circ$  Betrachtungswinkel bei unterschiedlicher Bestrahlungsstärke, links:  $1 \cdot 10^{16} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2} < I_0 < 5 \cdot 10^{16} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , rechts:  $0,7 \cdot 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2} < I_0 < 1,6 \cdot 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  und  $d_x = 0,88 \mu\text{m}$  sowie  $5,0 \mu\text{m}$  Pulsabstand.

### 3.3 Einfluss des zeitlichen und geometrischen Pulsabstandes auf die Ortsdosis

Die durch das geringfügige Variieren der Bestrahlungsbedingungen ausgelösten Veränderungen im Spektrum spiegeln sich auch in den korrespondierenden Ortsdosisleistungen wider. So beträgt die effektive Ortsdosisleistung, die zur besseren Vergleichbarkeit der Messdaten die Äquivalentdosisleistung ins Verhältnis zur eingestrahelten mittleren Laserleistung setzt, bei  $5 \mu\text{m}$  Pulsabstand  $0,12 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{W}^{-1}$ . Im Vergleich dazu hat sich die effektive Ortsdosisleistung mit Reduzierung der Scangeschwindigkeit und resultierenden  $0,88 \mu\text{m}$  geometrischen Pulsabstand auf  $0,62 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{W}^{-1}$  mehr als vervielfacht. Eine mögliche Ursache für diesen überverhältnismäßig hohen Anstieg der Röntgenemission, der hohe Dosiswerte bis zu  $45 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$  bereits bei vergleichsweise geringen Bestrahlungsstärken von  $1,6 \cdot 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  erreichen lässt, ist eine starke Wechselwirkung des nachfolgend einstrahlenden Pulses mit der noch vorhanden, von vorherigen Pulsen initiierten Laserplasmawolke. Unter diesen Prozessbedingungen erscheint eine verbesserte Einkopplung der beaufschlagten optischen Energie in das Laserplasma durch Resonanzabsorptionsmechanismen wahrscheinlich, was wiederum zu einem hochangeregten Elektronenfeld im Laserplasma führt und entsprechend die hohen Röntgenemissionen erklärt.

Frühere Untersuchungen mit hoch-intensiven Laserpulsen zeigten bereits die Resonanzabsorption als einen effektiven Absorptionsmechanismus [13-15]. Der unter Resonanzabsorption vom Laserplasma absorbierte Anteil der Laserstrahlung ist dabei polarisations- und winkelabhängig. Unter für die Resonanzabsorption idealen

Bedingungen (großer Einfallswinkel, parallel-polarisierte Laserstrahlung) können so bis zu 80% des einfallenden Laserstrahles vom Laserplasma absorbiert werden, was die Effizienz für laserinduzierte Röntgenemissionen bis um das 15fache erhöhen kann [14, 15]. Für die in dieser Arbeit untersuchten hochrepetierende Laserprozesse dagegen ist gegenüber dem bisherigen Kenntnisstand neu, dass die Bedingungen für die Resonanzabsorption vom induzierten Laserplasma für den nächstfolgenden Puls erfüllt sind, während bisher die Resonanzabsorption innerhalb eines ultrakurzen Pulses stattfand, was entsprechend eine Erklärung für die dort erforderlichen höheren Bestrahlungsstärken liefert.

Die Annahme, dass die Resonanzabsorption eine Ursache für die in Abb. 3 mit hochrepetierenden Laserpulsen geringer Intensität ( $I_0 < 1,6 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) ermittelten hohen Dosiswerte ist, wird durch die polarisationsabhängige Veränderung der Dosisleistung weiter gestützt. So zeigt Abb. 4 für parallel (p-pol) gegenüber senkrecht (s-pol) zur Scanrichtung polarisierter Laserstrahlung um bis zu dreifach höhere Röntgenemissionen pro Puls.

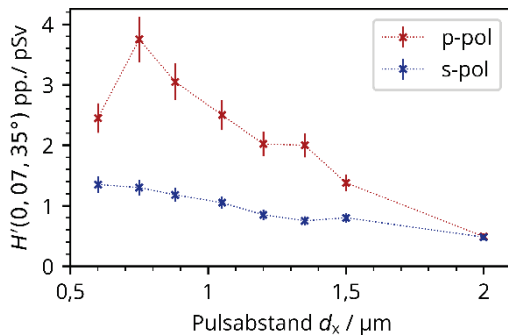


Abb. 4: Ortsdosis pro Puls (pp.) in Abhängigkeit des Pulsabstandes und der Polarisationsrichtung des Laserstrahls (p-pol: parallel zur Scanrichtung polarisierte Laserstrahlung, s-pol: senkrecht zur Scanrichtung polarisierte Laserstrahlung).

Zudem ist für die p-polarisierte Strahlung eine große Abhängigkeit der Dosiswerte vom geometrischen Pulsabstand zu erkennen. Die höchste Strahlendosis entsteht bei  $d_x = 0,75 \mu\text{m}$ , was in diesem Fall dem kritischen Pulsabstand für maximale Röntgenemissionen entspricht. Mit größeren Abständen nimmt die Dosis ab und auch für Abstände kleiner dem kritischen Pulsabstand sind geringere Röntgenemissionen zu verzeichnen. Für s-polarisierte Strahlung verbleiben die Röntgenemissionen dagegen auf einem niedrigen Niveau, wobei mit größerem Pulsabstand tendenziell geringere Dosiswerte festzustellen sind. Bei einem Pulsabstand von  $d_x = 2,0 \mu\text{m}$  liegt die Dosis nahezu unbeeinflusst von Polarisationszustand rund 7,5fach unter dem beim kritischen Pulsabstand für p-polarisierte Strahlung ermittelten Wert.

Insgesamt bleibt festzuhalten, dass sich bei p-polarisierter Strahlung bereits eine geringe Änderung des geometrischen Pulsabstandes signifikant auf die freigesetzte Strahlendosis auswirkt. Dies ist ein weiterer Hinweis auf die Resonanzabsorption als wirksamer Einkoppelmechanismus der Laserstrahlung in das Laserplasma. Sind die Bedingungen für die Resonanzabsorption erfüllt, so findet die Absorption der eingestrah-

Laserstrahlung im Bereich der kritischen Plasmadichte statt. Das Laserplasma zeichnet sich dabei durch einen steilen Dichtegradienten aus und der Einfallswinkel des Laserstrahls wird durch seinen Auftreffpunkt auf der Plasmaflanke definiert. Für die untersuchten Laserpulse (Gauß'sche Intensitätsverteilung und Bestrahlungsstärke geringfügig oberhalb der Schwelle für die Erzeugung von Röntgenstrahlung) sind die Bedingungen für Resonanzabsorption lokal eng begrenzt nur im Strahlzentrum erfüllt. Folglich liegt nahe, dass bereits ein geringfügig veränderter Pulsabstand  $d_x$  den Auftreffpunkt des Laserstrahls auf der Plasmaflanke und damit den Einfallswinkel  $\alpha$  respektive die Absorptionsbedingungen ändert, wie Abb. 5 schematisch illustriert.

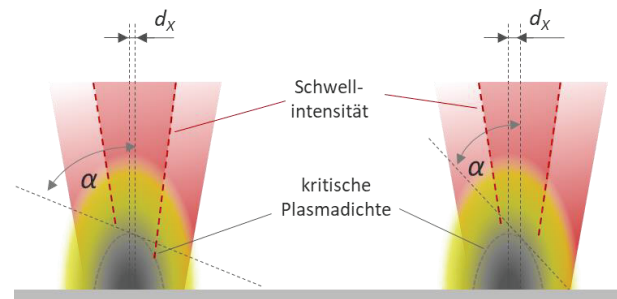


Abb. 5: Schematische Darstellung der Auswirkung eines veränderten geometrischen Pulsabstandes  $d_x$  auf den Einfallswinkel  $\alpha$  in Bezug zur Laserplasmaflanke kritischer Plasmadichte.

Neben dem geometrischen Pulsabstand wirkt sich auch der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen auf das Absorptionsverhalten und damit auf die freigesetzte Röntgenstrahlung aus. Die Ursache dafür ist in der Entstehung und Ausbreitung von laserinduzierten Plasmen zu finden, die hochdynamisch unter ständiger Veränderung von Plasmaausdehnung und Dichte erfolgt. Der zeitliche Pulsabstand wird durch die Pulswiederholfrequenz  $f_p$  festgelegt. Die frequenzabhängige Emission von Röntgenstrahlung wurde während der Laserprozessierung einer Edelstahloberfläche mit der Bestrahlungsstärke  $I_0 = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ , einem kritischen Pulsabstand  $d_x = 0,88 \mu\text{m}$  und Pulswiederholfrequenzen zwischen  $0,5 \text{ MHz} < f_p < 2,0 \text{ MHz}$  deutlich. Zunächst nimmt mit höherer Pulswiederholfrequenz unter sonst konstanten Bestrahlungsbedingungen die freigesetzte Dosis zu. Die höchste Dosisleistung  $\dot{H}'(0,07,35^\circ) = 39 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$  ist in Abb. 6 a ist bei  $f_p = 1,6 \text{ MHz}$  zu sehen. Eine weitere Erhöhung der Pulswiederholfrequenz führt dagegen zu geringeren Dosisleistungen trotz der mit höherer Pulswiederholfrequenz höher eingestrahlt Laserleistung.

Ein ähnlicher Trend mit einer maximalen Röntgenemission bei  $f_p = 1,6 \text{ MHz}$  ist auch für die pro Laserpuls freigesetzte Dosis zu erkennen. Im Vergleich zu Pulsen geringerer Pulswiederholfrequenz nimmt die Dosis um mehr als das Zehnfache zu; bei einem frequenzunabhängigen Verhalten würde man hier vergleichbare Werte erwarten. Diese stark frequenzabhängige Steigerung der unerwünschten Röntgenemissionen unterstreicht auch hier die Resonanzabsorption als möglichen Koppelmechanismus bei Laserpulsen höherer Pulswiederholfrequenz.



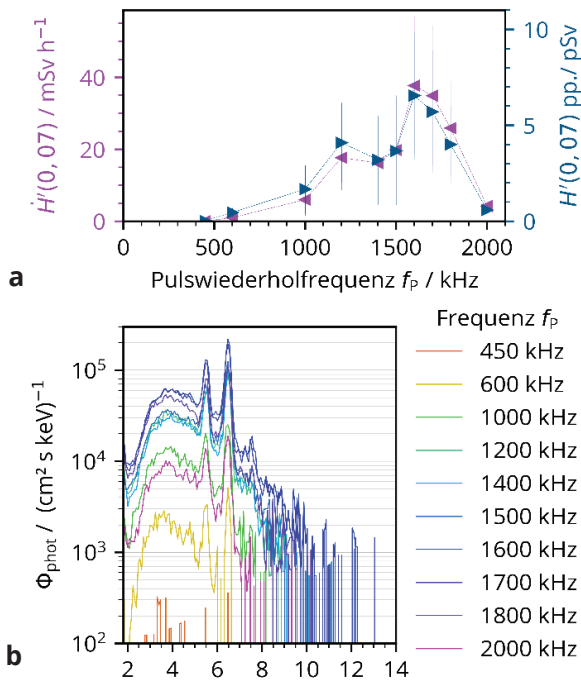


Abb. 6: Einfluss der Pulswiederholrate auf die Ortsdosisleistung (a) und das Röntgenemissionsspektrum (b) unter sonst konstanten Bestrahlungsbedingungen.

Die Veränderung des Einkoppelmechanismus in Abhängigkeit des zeitlichen Pulsabstandes wird auch bei der Betrachtung der Emissionsspektren in Abb. 6 b deutlich. Während bei Pulsen mit  $f_p < 1$  MHz das Bremsstrahlungsspektrum dominiert, treten mit größerer Pulswiederholrate stärker ausgeprägte charakteristische Röntgenemissionen auf, die infolge der Resonanzabsorption auf höher angeregte Plasmazustände schließen lassen. Auch bei den mit  $f_p = 2$  MHz erzielten geringeren Dosiswerten sind die charakteristischen Röntgenemissionen zu erkennen. Eine mögliche Erklärung für die verringerte Dosis ist die Abschirmung der Röntgenstrahlung an den bei dieser hohen Pulswiederholrate auftretenden raueren Oberflächenstrukturen.

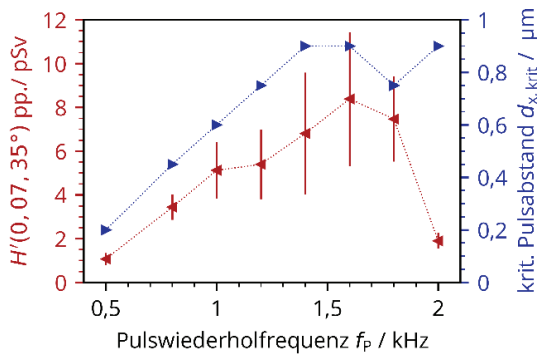


Abb. 7: Dosis pro Puls (pp.) und kritischer Pulsabstand für maximale Emissionen in Abhängigkeit der Pulswiederholrate für die Laserbestrahlung von Edelstahl mit  $I_0 = 1,1 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

Infolge der erwähnten hohen Dynamik der Laserplasmaausbreitung ändern sich die Absorptionsbedingungen für den nächstfolgenden Puls fortlaufend. Das hat zur Folge, dass die kritischen zeitlichen und geometrischen Pulsabstände für maximale Röntgenemissionen ständigen Veränderungen unterliegen sind. Exemplarisch dafür sind in

Abb. 7 die Pulswiederholrate und der geometrische Pulsabstand zusammengetragen, bei denen pro Laserpuls die höchsten Röntgenemissionen entstehen. Die vorliegenden Ergebnisse wurden mit einer Bestrahlungsstärke von  $I_0 = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  erarbeitet und sollen unter Variation der Bestrahlungsstärke fortgesetzt werden. Hier wird eine weitere Verschiebung des kritischen Pulsabstandes erwartet, da die beaufschlagte Bestrahlungsstärke den Anregungszustand und die Dynamik im Laserplasma bestimmt.

### 3.4 Einfluss prozessseitiger Bestrahlungsparameter auf die Ortsdosis

Hinsichtlich der Prozessführung ist unter anderem bekannt, dass die höchsten Dosiswerte entgegengesetzt der Scanrichtung auftreten oder ein größerer Abstand zwischen den gescannten Linien zu geringeren Röntgenemissionen führt. Für das wiederholte Abrastern eines  $40 \times 40 \text{ mm}^2$  großen Scanfeldes in Edelstahl zeigt Abb. 8 zunächst annähernd einen linearen Anstieg der Dosis mit zunehmender Scananzahl.

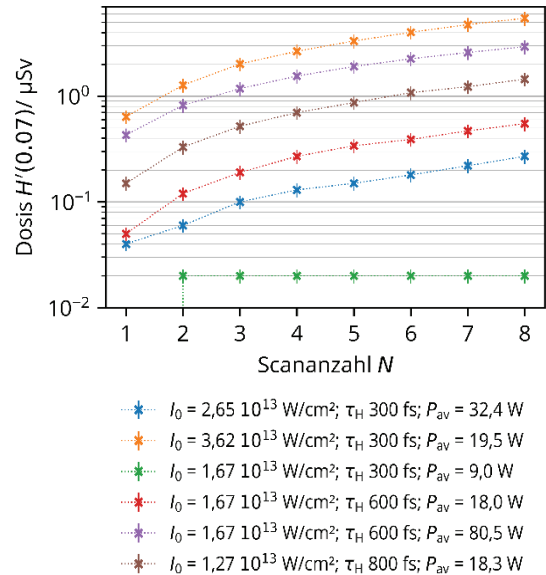


Abb. 8: Für verschiedene Bestrahlungsbedingungen in Edelstahl freigesetzte Dosis in Abhängigkeit der Scananzahl. Die Dauer für das Abrastern eines Scanfeldes betrug 1 Minute.

Die einzelnen Dosiswerte unterscheiden sich stark, wobei keine lineare Abhängigkeit von den variierten Bestrahlungsgrößen besteht. Neben der Bestrahlungsstärke, Pulswiederholrate und Laserleistung wirkt sich die Pulsdauer dahingehend auf die Röntgenemissionen aus, dass die Dosis mit längeren Pulsen überproportional zunimmt. Mit weiter fortschreitender Laserprozessierung nimmt die pro Scan freigesetzte Dosis deutlich ab, wie Abb. 9 für verschiedene Materialien zu entnehmen ist. Die Scanfeldgröße wurde so gewählt, dass 1 Scan gleich 1 Minute Bearbeitungszeit entspricht. Bei der Wiederholung von ausgewählten Untersuchungen, die unter identischen Versuchsbedingungen an verschiedenen Tagen durchgeführt wurden und zur Validierung der Messergebnisse dienten, traten große Abweichungen der gemessenen absoluten Dosiswerte auf.

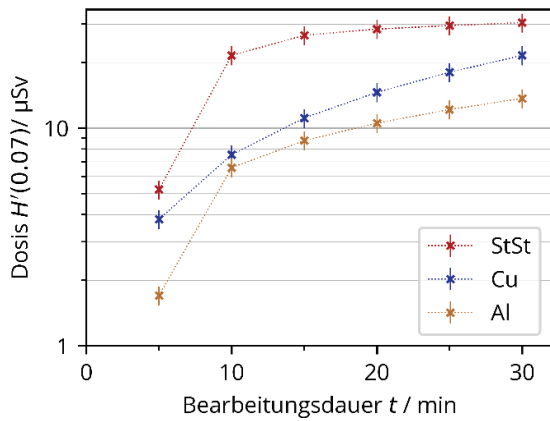


Abb. 9: Zunahme der beim wiederholten Abrastern eines Scanfeldes in Edelstahl freigesetzten Dosis mit zunehmender Bearbeitungsdauer (1 Scan = 1 Minute Bearbeitungszeit).

In Abb. 10 a schwanken die Dosiswerte um bis zu einen Faktor 4. Die Kurvenverläufe sind allerdings qualitativ vergleichbar und lassen analoge Zusammenhänge erkennen, z.B. in Bezug zum kritischen Pulsabstand. Die kritische Betrachtung der Versuchsbedingungen offenbarte geringfügige Veränderungen der Absaugbedingungen im Bearbeitungsbereich. Bedingt durch die tagtäglich notwendige Neuausrichtung der Crossjet- und Absaugeinrichtung auf die Probe veränderte sich auch der wirksame Absaug-Volumenstrom, was schlussendlich als wesentliche Ursache für die großen Messwertschwankungen identifiziert wurde. So bewirkte ein direkt auf die Bearbeitungsstelle gerichteter Crossjetstrahl eine signifikante Zunahme der Röntgenemissionen. Eine hohe Strömungsgeschwindigkeit im Absaugstrahl hingegen, was sich beispielsweise über den Abstand des Erfassungselements zum Bearbeitungsort regeln ließ, führte zu geringeren Dosiswerten. Exemplarisch dafür ist in Abb. 10 b zu sehen, dass die Halbierung des Abstands zwischen Bearbeitungsort und Erfassungselement von 15 cm auf 7,5 cm eine rund fünffach höhere Strömungsgeschwindigkeit im Absaugstrom bewirkt, was als Folge die Röntgenemissionen auf rund die Hälfte absinken ließ. Die unter kontrollierten Strömungsbedingungen wiederholten Messungen lieferten dagegen reproduzierbare Dosiswerte, Abb. 10 c, was den großen Einfluss der vorherrschenden Strömungsbedingungen auf die Röntgenemissionen unterstreicht. Der physikalische Wirkmechanismus, auf dem die Manipulation der Röntgenemissionen über die Luftströmung beruht, ist nach jetzigem Ergebnisstand nicht geklärt. Auch ist nicht bekannt, ob sich mit größerer Strömungsgeschwindigkeit die Abstrahlcharakteristik bzw. -richtung der freigesetzten Röntgenstrahlung ändert, da derzeit keine winkelaufgelösten Messdaten vorliegen.

### 3.5 Bauliche Strahlenschutzmaßnahmen

Aus den in dieser Arbeit präsentierten Ergebnissen, in Ergänzung zu dem in Kapitel 4 abgebildeten Stand der Technik über laserinduzierte Röntgenemissionen geht hervor, dass beim Einsatz von UKP-Lasern in der Materialbearbeitung schnell die im Strahlenschutz gesetzlich

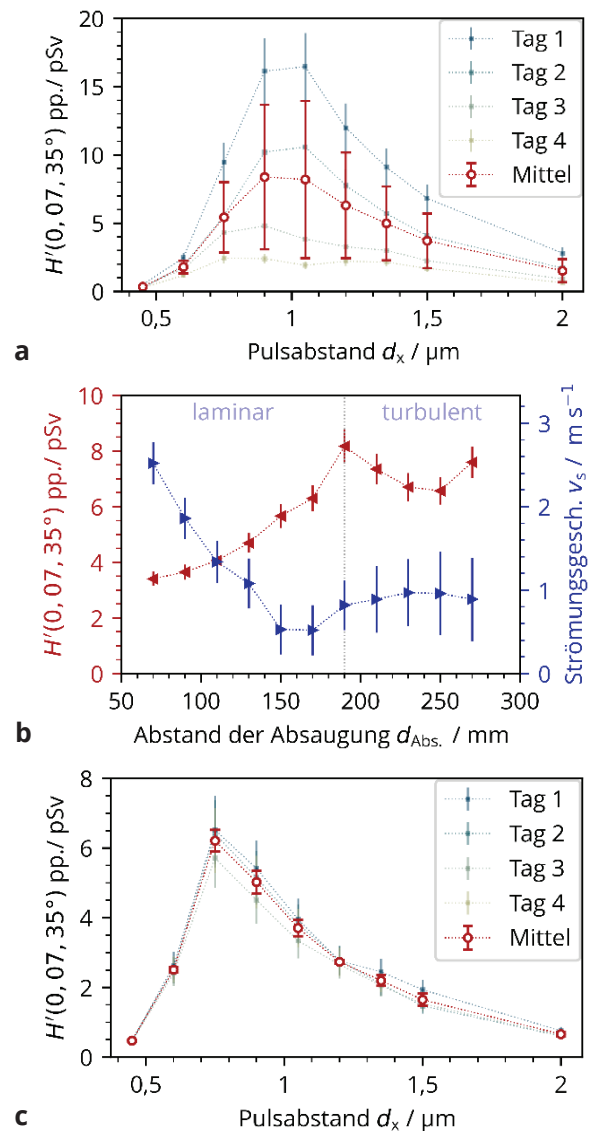


Abb. 10: Dosis pro Puls (pp.) für unkontrollierte (a) und kontrollierte (c) Strömungsbedingungen. Der Einfluss des Abstandes vom Erfassungselement zur Probe auf die Strömungsgeschwindigkeit und die Dosis ist in (b) gezeigt.

verankerten Grenzwerte überschritten werden können. Unter bestimmten (auch anwendungsrelevanten) Parameterkombinationen entstehen im Laserprozess so hohe Röntgenemissionen, die für den im Anlagenbereich befindlichen Personenkreis bei längerem Aufenthalt eine gesundheitliche Gefahr darstellen können. Eine wirksame Maßnahme, die Umgebung vor unerwünschter Röntgenstrahlung abzuschirmen bietet beispielsweise das Umhauen des Laserbereiches, wie es oftmals zum Erreichen des Sicherheitsstandards „Klasse 1“ an Laserbearbeitungsanlagen erfolgt. Damit diese Einhausungen, die zunächst vor den Gefährdungen durch optische Laserstrahlung schützen, gleichzeitig auch als bauliche Schutzmaßnahme im Strahlenschutz ausreichend Schutz vor schädlichen Röntgenstrahlen aufbieten, hängt insbesondere vom verwendeten Werkstoff und der richtigen Dimensionierung der Schutzwand ab. Die Schutzwand stellt eine passive Schutzzeineinrichtung dar, bei der die Schutzfunktion durch Absorption der auftreffenden Röntgenstrahlung gewährleistet ist.

Entsprechend sind Absorptionsvermögen und Werkstoffdicke wesentliche Eigenschaften, die sich auf die Schutzwirkung auswirken. Als Hilfestellung zur Auswahl und Dimensionierung von Schutzwänden ist in Abb. 11 das Abschwächungsverhalten verschiedener Werkstoffe gegenüber laserinduzierter Laserstrahlung in Abhängigkeit der Materialdicke abgebildet. Die Materialdicke wurde über eine unterschiedliche Anzahl von übereinanderliegenden dünnen Metallfolien variiert. Es sei erwähnt, dass die gezeigten Kurven das Abschwächungsverhalten gegenüber dem gesamten Röntgenemissionspektrum zeigen, da das verwendete Ortsdosimeter die Dosiswerte nicht energieaufgelöst aufnimmt.

Ein gutes Abschirmvermögen ist für Werkzeugstahl und Messing zu beobachten. Mit diesen Folienmaterialien reichten 0,25 mm Stapeldicke aus, um die Röntgenstrahlen um rund 4 Größenordnungen abzuschwächen. Nach konservativen Abschätzungen bietet so eine Stahlumhausung von 1 - 2 mm Wandungsstärke, je nach prozessrelevanter Dosisleistung, ausreichend Schutz vor den laserinduzierten Röntgenemissionen [9].

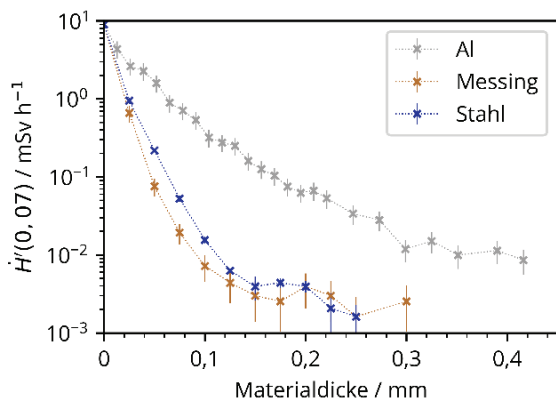


Abb. 11: Abschirmverhalten verschiedener Materialien in Abhängigkeit der Materialdicke.

Für Aluminium hingegen ist in Abb. 11 ein deutlich schlechteres Abschirmvermögen erkennbar. So reduziert ein 0,25 mm dicker Folienstapel die Röntgenemissionen nur um ca. 2 Größenordnungen. Das hat aus baulicher Sicht zur Folge, dass eine Umhausung aus Aluminium gegenüber einer Stahlabdeckung eine 22fach stärkere Wandungsdicke besitzen muss, um die gleiche Schutzfunktion zu erfüllen [10]. In der industriellen Produktion sind heutzutage UKP-Laserbearbeitungsanlagen zu finden, die als „Klasse 1“-Laser mit einem dünnwandigen Aluminiumgehäuse umhaust sind. Das hat zur Folge, dass diese Anlagen oftmals nicht ausreichenden Schutz gegenüber den mit dem Laserprozess einhergehenden unerwünschten Röntgenemissionen aufbieten und baulich entsprechend umgerüstet werden müssen. Im Forschungsumfeld werden UKP-Laser oftmals auch im offenen Anlagenbetrieb eingesetzt. Hinsichtlich des Strahlenschutzes ist hier das Abschirmen bzw. Umhauen des Laserbereiches unerlässlich, um vor den Gefährdungen durch laserinduzierte Röntgenstrahlung zu schützen. Denn im Forschungsalltag entstehen oft unkontrollierte Bestrahlungssituationen oder es gilt Verfahrensgrenzen auszuloten, die prozessbedingt zu hohen

Dosisleistungen führen können. Folglich sind die fachkundige Ermittlung und Bewertung der auftretenden Röntgenemissionen auch unter „Worst-Case“-Bestrahlungsbedingungen sowie die Organisation des Strahlenschutzes notwendige Voraussetzungen für einen sicheren Anlagenbetrieb. In Strahlenschutzbereichen ist beispielsweise so auch die Überwachung der beruflich bedingten Strahlenexposition mittels Personendosimetrie erforderlich.

#### 4. Übersicht über die Wirkungen verschiedener Bestrahlungskenngrößen und Prozessparameter auf laserinduzierte Röntgenemissionen

Die bisherig über laserinduzierte Röntgenemissionen durchgeführten Forschungsarbeiten zeigen eine Vielzahl an laserseitigen und prozessseitigen Parametern, die sich auf die Höhe und Charakteristik (Spektrum) der freigesetzten Röntgenstrahlung auswirken. Zudem beeinflussen materialeitig die Eigenschaften des bestrahlten Werkstücks die Röntgenemissionen, was absolute Vorhersagen über die zu erwartenden prozessstypischen Dosisleistungen nicht zulässt. Erschwerend kommt hinzu, dass sich die Bestrahlungskenngrößen untereinander beeinflussen oder sich ihr Wirken während der Laserprozessierung verändert.

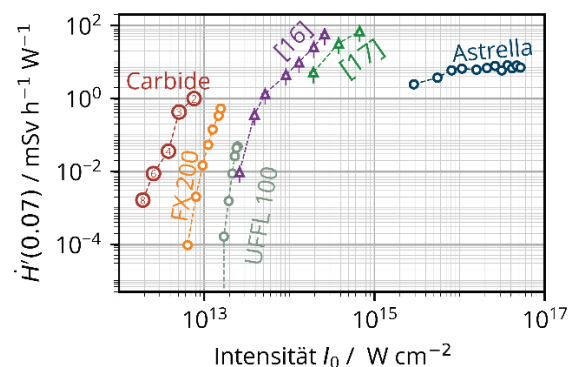


Abb. 12: Effektive Ortsdosisleistung in Anhängigkeit der Bestrahlungsstärke für unterschiedliche Prozessregime. Einzelpulsregime: Astrella sowie [16], [17]; Einzelpulsregime unter Resonanzabsorptionsbedingungen: FX 200, UFFL 100; Burst-Regime: Carbide, die Anzahl der Sub-Pulse innerhalb eines Laserbursts sind im Symbol angezeigt.

Der größte Einfluss auf die Emissionen unerwünschter Röntgenstrahlung geht von der Bestrahlungsstärke aus, wie Abb. 12 beispielhaft für Edelstahl anhand von auf die eingesetzte Laserleistung bezogenen effektiven Ortsdosisleistungen aufzeigt. Im Einzelpuls-Bestrahlungsregime wird eine Dosisleistung größer  $1 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{W}^{-1}$  ab einer Bestrahlungsstärke von  $I_0 \geq 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  erreicht. Eine Verdopplung der Bestrahlungsstärke führt rund zu einer Verzehnfachung der freigesetzten Röntgendosis. Unter bestimmten Voraussetzungen, z.B. wenn die ultrakurzen Pulse in sehr kurzen Zeitabständen einstrahlen und dabei mit dem Laserplasma wechselwirken, wie es bei hochrepetierenden Laserprozessen oder Burst-Laserpulsfolgen der Fall ist, kann eine hohe Strahlendosis bereits bei Bestrahlungsstärken unter  $10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  freigesetzt werden.



Tabelle 1: Überblick über die nach dem derzeitigen Stand der Technik bekannten laserseitigen, prozessseitigen und materialseitigen Einflussgrößen und deren Wirkungen auf die Emission laserinduzierter Röntgenstrahlung.

Einflussgröße		Wirkung	Quelle
laserseitig	Bestrahlungsstärke	- eine Verdopplung der Bestrahlungsstärke erhöht die Dosisleistung um rund das Zehnfache	7-10
	Pulsenergie	- mit höherer Pulsenergie sind tendenziell höhere Dosisleistungen zu erwarten, die freigesetzte Röntgenstrahlung nimmt dabei nichtlinear zu - der Einfluss der Bestrahlungsstärke auf die Dosisleistung ist stärker zu bewerten (s. oben)	6, 18
	Mittlere Laserleistung	- die Dosisleistung skaliert annähernd linear mit der mittleren Laserleistung - <b>ACHTUNG:</b> Wirkung höherer Pulsenergien beachten; stark erhöhte Dosisleistung bei hochrepetierenden Laserprozessen oder im Laser-Burst-Modus, insbesondere bei kleinen geometrischen Pulsabständen	8, 12, 18
	Pulswiederhol- frequenz	- die Dosisleistung skaliert annähernd linear mit der Pulswiederholfrequenz durch Akkumulation der pro Laserpuls freigesetzten Röntgenstrahlung - <b>ACHTUNG:</b> stark erhöhte Dosisleistungen bei Pulswiederholfrequenzen im MHz-Bereich oder im Laser-Burst-Modus infolge Laserpuls-Plasma-Interaktion	8, 12, 18
	Pulsdauer	- tendenziell ist für Pulse längerer Dauer eine höhere Dosisleistung zu erwarten	6, 18
	Fokus- durchmesser	- die Verdopplung der Fokusfläche bei konstanter Bestrahlungsstärke erhöht die Dosisleistungen bis zu 2,5fach - mit zunehmender Fokusfläche verschieben sich Spektrum und Amplitude zu höheren Photonenenergien	19
	Wellenlänge	- bei Laserstrahlung kürzerer Wellenlänge werden tendenziell geringere Dosisleistungen freigesetzt	10
	Polarisation	- parallel zur Scanrichtung polarisierte Laserstrahlung erhöht die Dosisleistung infolge Resonanzabsorption	15, 18, 20
prozessseitig	Bestrahlungs- regime	- beim Laserbohren oder der Tiefengravur wird die freigesetzte Röntgenstrahlung an den Wandungen abgeschirmt, wodurch sich im Laserprozess fortlaufend die Dosisleistung reduziert - <b>ACHTUNG:</b> durch Rückkopplung der einfallenden Laserstrahlung im Laserplasma erhöht sich die Dosisleistung, z.B. im stationären Laserprozess, beim Laserdrehen oder Scannen mit hohem Pulsüberlapp	12, 18, 20
	Scanrichtung	- eine höhere Dosisleistung wird entgegengesetzt der Scanrichtung freigesetzt	9
	geometrischer Pulsabstand	- kleine geometrische Pulsabstände erzeugen eine größere Oberflächenrauheit, die zu geringeren Dosisleistungen führen (s. Einfluss Oberflächenrauheit) - <b>ACHTUNG:</b> kleine Pulsabstände ( $\mu\text{m}$ -Bereich) bei hochrepetierenden Laserprozessen verstärken die Dosisleistung durch Rückkopplungen im Laserplasma	12, 18, 20
	Linienabstand	- größerer Linienabstände haben eine höhere Dosisleistung zur Folge	20
	Scananzahl	- tendenziell nimmt die Dosisleistung mit zunehmender Scananzahl ab	12
	Fokuslage	- die höchste Dosisleistung entsteht am Ort der höchsten Bestrahlungsstärke, thermische Drift optischer Komponenten beim Einsatz hoher mittlerer Laserleistungen beachten	
	Crossjet	- ein größerer Volumenstrom hat eine höhere Dosisleistung zur Folge	18
	Absaugung	- mit größerem Abstand der Absaugung und geringerer Strömungsgeschwindigkeit nimmt die Dosisleistung zu	18
materialseitig	Einfallswinkel	- ein schräger Strahleinfall vergrößert den Einfallswinkel zwischen Laserstrahlung und Plasmaflanke, was bei Resonanzabsorption die Dosisleistung tendenziell erhöht	12, 18, 21
	Werkstoff	- höhere Dosisleistungen treten bei Elementen mit höherer Ordnungszahl auf - höchste Dosisleistung wurde an Wolfram festgestellt, an Stahl- bzw. Edelstahlwerkstoffen ist die Röntgenemission vergleichbar hoch	7, 10, 11
	Oberflächen- beschaffenheit	- eine höhere Oberflächenrauheit führt durch die Abschirmung der Röntgenstrahlung an mikroskopisch kleinen Substrukturen (vgl. abschirmende Wirkung von Bohrlöchern oder Gräben) zu geringeren Dosisleistungen	18, 20
Bauteilgröße	- die großflächige Laserbearbeitung unter gleichen Bestrahlungsbedingungen und Dosisleistungen setzt eine größere Menge (Dosis) an Röntgenstrahlung frei		

Neben den laserseitig vorgegebenen Bestrahlungskenngrößen beeinflussen dabei auch die prozessseitigen Bedingungen sowie materialseitig die Eigenschaften des bestrahlten Werkstoffs die Röntgenemissionen. Zur ersten Abschätzung der zu erwartenden Ortsdosisleistung und der sich daraus ergebenden Gefährdungssituationen bei UKP-Laserbearbeitungsprozessen sind in Tabelle 1 die aus dem Stand der Literatur her bekannten Einflussgrößen und Wirkungen überblicksmäßig zusammengestellt.

## 5. Zusammenfassung

Bei der UKP-Laserbearbeitung von Edelstahl wird unerwünschte Röntgenstrahlung freigesetzt, die zu den Gefährdungen durch indirekte Auswirkungen von Laserstrahlung zählt und eine gesundheitliche Gefahr darstellen kann. Die Untersuchung unterschiedlicher Bestrahlungsregime zeigte, dass der im Strahlenschutz verankerte Grenzwert  $1 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$  unter bestimmten Bestrahlungsbedingungen bereits bei einer Pulsspitzenintensität

unter  $10^{13} \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  deutlich überschritten werden kann. Demnach fallen eine Vielzahl (auch bestehender) UKP-Laseranlagen als Anlage zur Erzeugung ionisierender Strahlung unter die Reglementierung des Strahlenschutzgesetzes (StrlSchG), was als Folge die Organisation des betrieblichen Strahlenschutzes verlangt.

Die spektrale Verteilung der Röntgen-Photonenenergie war im Bereich zwischen 2 keV und 10 keV zu finden, was der weichen Röntgenstrahlung zuzuordnen ist. Neben der Bestrahlungsstärke, für die bereits eine Verdopplung bis zu 10fach höheren Dosiswerten führte, wurden die Pulswiederholfrequenz und der geometrische Pulsabstand entlang einer Scanlinie als weitere Einflussgrößen auf die laserinduzierten Röntgenemissionen identifiziert. Für ultrakurze Pulse, die mit einer Intensität geringfügig oberhalb der für Röntgenemissionen bekannten Schwelle und  $f_p = 1,6 \text{ MHz}$  Pulswiederholfrequenz bei  $d_x = 0,88 \mu\text{m}$  geometrischen Pulsabstand einstrahlten, wurde eine Ortsdosisleistung von bis zu  $\dot{H}'(0,07, 35^\circ) = 45 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$  gemessen.



Als Ursache für diese unerwartet hohen Röntgenemissionen wird die Resonanzabsorption der einfallenden Laserstrahlung im noch existierenden Laserplasma vermutet. Die in Edelstahl freigesetzte Röntgenstrahlung konnten bereits mit einer 0,25 mm dicke Stahlfolie deutlich abgeschirmt werden. Nach konservativer Abschätzung wird demnach eine 1-2 mm dicke Stahlmhäusung als ausreichend erachtet, um wirkungsvoll vor laserinduzierten Röntgenemissionen und entsprechend bestehenden gesundheitlichen Gefährdungen zu schützen.

## Danksagung

Die Autoren danken dem Europäischen Sozial Fund (ESF) für die Förderung des Projekts durch EilaSax (Nr. 100339506), dem Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) durch FH-Europa 2020: MACH-XLT (Nr. 13FH009EX0) und der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) durch INST 522/14-1 FUGG. Die Autoren danken zudem Herrn Prof. G. Dittmar für den wissenschaftlichen Austausch und der Leihgabe des SILIX lambda Röntgenspektrometers (Ingenieurbüro Prof. Dr.-Ing. G. Dittmar).



Europa fördert Sachsen.  
**ESF**  
Europäischer Sozialfonds



Diese Maßnahme wird mitfinanziert durch Steuermittel auf der Grundlage des vom Sächsischen Landtag beschlossenen Haushaltes.

GEFÖRDERT VOM



Bundesministerium  
für Bildung  
und Forschung

Gefördert durch

**DFG** Deutsche  
Forschungsgemeinschaft

## Literaturverzeichnis

- [1] J. Schille, L. Schneider, S. Mauersberger, S. Szokup, S. Höhn, J. Pötschke, F. Reiss, E. Leidich, U. Löschner: High-Rate Laser Surface Texturing for Advanced Tribological Functionality. *Lubricants* 8, 33 (2020).
- [2] C. Röcker, A. Löscher, M. Delaigue, C. Hönninger, E. Mottay, T. Graf, M. Abdou Ahmed: Flexible Sub-1 ps Ultrafast Laser Exceeding 1 kW of Output Power for High-Throughput Surface Structuring. In *Advanced Solid State Lasers*, Optical Society of America: San Diego, CA, USA, p. AM4A.2 (2019).
- [3] M. Müller, C. Aleshire, A. Klenke, E. Haddad, F. Légaré, A. Tünnermann, J. Limpert: 10.4 kW coherently combined ultrafast fiber laser. *Opt. Lett.* 45, 3083–3086 (2020).
- [4] W. Friedhorsky, D. Lier, R. Day, D. Gerke: Hard-X-Ray Measurements of 10.6- $\mu\text{m}$  Laser-Irradiated Targets. *Phys. Rev. Lett.* 47, 1661 (1981).
- [5] M.D. Perry, G. Mourou: Terawatt to petawatt sub-picosecond lasers. *Science* 264, 5161 (1994).
- [6] 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 (1996).
- [7] 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).
- [8] 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).
- [9] C. Freitag, R. Giedl-Wagner: X-Ray Protection in an Industrial Production Environment. *Photonics Views* 17, 37 (2019).
- [10] H. Legall, J. Bonse, J. Krüger: Review of x-ray exposure and safety issues arising from ultra-short pulse laser material processing. *J. Radiol. Prot.* 41, R28 (2021).
- [11] P. Mosel, P. Sankar, J.F. Düsing, G. Dittmar, T. Püster, P. Jäschke, J-W Vahlbruch, U. Morgner, M. Kovacev: X-ray Dose Rate and Spectral Measurements during Ultrafast Laser Machining Using a Calibrated (High-Sensitivity) Novel X-ray Detector. *Materials* 14, 4397 (2021).
- [12] J. Schille, S. Kraft, T. Pflug, C. Scholz, M. Clair, A. Horn, U. Löschner: Study on X-ray Emission Using Ultrashort Pulsed Lasers in Materials Processing. *Materials* 14, 4537 (2021).
- [13] J.E. Ballmer, T.P. Donaldson: Resonance Absorption of 1.06- $\mu\text{m}$  Laser Radiation in Laser-Generated Plasma. *Phys. Rev. Lett.* 39, 17 (1977).
- [14] U. Teubner, J. Bergmann, B. van Wonterghem, F.P. Schäfer: Angle-Dependent X-Ray Emission and Resonance Absorption in a Laser-Produced Plasma Generated by a High Intensity Ultrashort Pulse. *Phys. Rev. Lett.* 70, 6 (1993).
- [15] R. Sauerbrey, J. Fure, S.P. Le Blanc: Reflectivity of laser-produced plasmas generated by a high intensity ultrashort pulse. *Phys. Plasmas* 1, 5 (1994).
- [16] H. Legall, Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), Berlin, Germany. Private Kommunikation, 8. Dezember 2020.
- [17] R. Giedl-Wagner, GFH GmbH, Deggendorf, Germany. Private Kommunikation, 17. Juni 2021.
- [18] D. Kattan: Untersuchung der Röntgenemissionen durch laserinduzierte Plasmen in der Materialbearbeitung mit Ultrakurzpulslasern an Luft. Masterarbeit, Heinrich Heine Universität, Düsseldorf (2021).
- [19] G. Dittmar: Arbeitsblatt 2: Zunahme der laserinduzierten ionisierenden Strahlung (LIS) bei größer werdender Fokusfläche trotz gleicher Bestrahlungsstärke. DOI: 10.13140/RG.2.2.29845.06886, Zugriff 20.08.2021.
- [20] 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).
- [21] 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).