

Laserabtrag mit zeitlicher Modulation der Energiedeposition

Von der Fakultät für Maschinenwesen
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades einer
Doktorin der Ingenieurwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Claudia Anna Hartmann

Berichter:

Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Reinhart Proprawe M.A.
Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Ostendorf

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Dezember 2013

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek online verfügbar.

ERGEBNISSE AUS DER LASERTECHNIK

Claudia Hartmann

Laserabtrag mit zeitlicher Modulation
der Energiedeposition

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

Claudia Hartmann:

Laserabtrag mit zeitlicher Modulation der Energiedeposition

1. Auflage, 2014

Gedruckt auf holz- und säurefreiem Papier, 100% chlorfrei gebleicht.

Apprimus Verlag, Aachen, 2014

Wissenschaftsverlag des Instituts für Industriekommunikation und Fachmedien
an der RWTH Aachen

Steinbachstr. 25, 52074 Aachen

Internet: www.apprimus-verlag.de, E-Mail: info@apprimus-verlag.de

Printed in Germany

ISBN 978-3-86359-255-4

D 82 (Diss. RWTH Aachen University, 2013)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Zielsetzung	3
3	Begriffsdefinition	5
4	Stand der Technik	7
4.1	Laserstrukturierung von Metallen	7
4.2	Einsatzgebiete modulierter Energiedeposition	9
4.3	Laserinduzierte Plasmen	15
4.4	Flächige Strukturierung von Oberflächen	18
5	Theorie Laserabtrag mit zeitlicher Modulation der Energiedeposition	21
5.1	Einflussgrößen auf den Laserabtrag mit zeitlich modulierter Energiedeposition .	21
5.2	Bestimmung der Oberflächentemperatur	24
5.2.1	Abkühlung mit Eindringtiefe als Anfangsparameter	25
5.2.2	Aufheizung und Abkühlung	27
5.3	Vergleichbarkeit der Bearbeitungsergebnisse	29
6	Systemtechnik zur Erzeugung zeitlicher Modulation beim Laserabtrag	31
6.1	Erzeugung von Pulsen mit zeitlicher Modulation der Energie	31
6.2	Verwendete Aufbauten	32
6.3	Probenmaterial	35
7	Materialabtrag mit zeitlicher Modulation der Energiedeposition	37
7.1	Untersuchte Zielgrößen	37
7.2	Abtrag mit ns-Pulsen	38
7.2.1	Variation der Pulsform	38
7.2.2	Bearbeitung mit Vor- und Nachheizen	42
7.2.3	Bearbeitung mit ns-Bursts	48
7.3	Abtrag mit ps-Pulsen	62
7.3.1	Abtrag mit ps-Doppelpuls-Bursts	64
7.3.2	Abtrag mit ps-Dreifachpuls-Bursts	74
7.4	Plasma- und Druckwellenausbreitung	90

7.4.1	Plasmaausbreitung bei der Bearbeitung mit ns-Bursts	90
7.4.2	Plasmaausbreitung bei der Bearbeitung mit ps-Bursts	98
7.4.3	Druckwellenausbreitung	103
8	Bewertung der Einflussfaktoren	107
8.1	Schlussfolgerungen aus den Experimenten	107
8.2	Einordnung der Effekte	114
9	Zusammenfassung	119
10	Literaturverzeichnis	123
11	Formelzeichen und Abkürzungen	131
12	Anhang	135
12.1	Tabellenanhang	135
12.1.1	Parameter zur Bearbeitung mit Bursts in der Literatur	135
12.1.2	Untersuchte Pulsformen für ns-Pulse	135
12.2	Bilderanhang	138
12.2.1	Bearbeitung mit ns-Bursts	138
12.2.2	Plasmaausbreitung	139
12.2.3	Druckwellenausbreitung	153
12.3	Abschätzung der Debye-Länge	155

1 Einleitung

Oberflächen mit Mikrostrukturen finden sich in vielen Einsatzgebieten, z. B. in der Medizintechnik, Werkzeugtechnik oder Elektronik. Ein großes Anwendungsfeld sind funktionale Oberflächen, bei denen Phänomene aus der Pflanzen- oder Tierwelt imitiert werden. Durch ihre Mikro- oder Nano-Oberflächenstruktur entstehen optische, tribologische oder strömungstechnische Effekte, aber auch eine Änderung des Haftverhaltens ist möglich. Durch den industriellen Einsatz von Oberflächen mit diesen Eigenschaften können z. B. großflächig wasserabweisende Fassaden erzeugt werden, die nicht gesäubert werden müssen. Ebenso können der Strömungswiderstand von Schiffen oder Flugzeugen bzw. der Verschleiß von Motorenkomponenten verringert werden. Die Größe der Strukturen, die diese Effekte verursachen, beträgt je nach Effekt zwischen $< 1 \mu\text{m}$ und mehreren $100 \mu\text{m}$. Dabei kann die Gesamtfläche, auf der diese Strukturen aufgebracht werden, zwischen wenigen Quadratmillimetern und mehreren Quadratmetern liegen.

Zur Herstellung dieser Strukturen auf Massenprodukten werden meist Replikationsverfahren verwendet. Damit müssen nur noch wenige Werkzeuge aufwändig hergestellt werden. Die Strukturen können anschließend in Replikationsverfahren wie etwa dem Spritzguss oder durch Prägen auf tausenden von Bauteilen erzeugt werden. Zur Herstellung der Strukturen auf dem Werkzeug stehen unterschiedliche Verfahren zur Verfügung. Ein etabliertes Herstellungsverfahren für Mikro- und Nanostrukturen ist, die Strukturen mittels lithographischer Verfahren (z. B. LIGA, Lithographie - Galvanik - Abformung) zu erzeugen [1]. Das hierbei für den Galvanikschritt meist verwendete Nickel [1, 2] ist allerdings zu weich für Werkzeuge mit langer Standzeit. Mikrozerspanende Verfahren wie Fräsen oder Drehen sind für die großflächige Herstellung von Mikrostrukturen in Kunststoffen, Nichteisenmetallen und auch Werkzeugstählen einsetzbar [3]. Die mit Hilfe dieser Verfahren herstellbaren Strukturen sind meist lineare Strukturen oder solche, die aus sich kreuzenden linearen Strukturen zusammengesetzt werden können, mit Abmessungen zwischen ca. 30 und $500 \mu\text{m}$ [3]. Viele Werkzeuge werden daher mittels Senkerosion hergestellt. Mit diesem Verfahren sind alle elektrisch leitenden Materialien bearbeitbar. Allerdings werden für die Bearbeitung Elektroden benötigt, welche sich bei der Bearbeitung abnutzen.

Durch flexible Einsatzmöglichkeiten und die Bearbeitung beliebiger Werkstoffe ohne zusätzliches Werkzeug zeigt die Laserstrukturierung große Vorteile gegenüber den oben gelisteten Strukturierungsverfahren. Ausgehend von einem 3-dimensionalen CAD-Modell wird in einer durchgehenden Produktionskette im Sinne der "Digital Photonic Production" das fertige Bauteil hergestellt. Dabei wird bei abtragenden Verfahren in der Regel die gewünschte Geometrie

durch den sequentiellen Abtrag mehrerer Schichten aus dem Bauteil heraus erzeugt. Die einzelnen Schichten weisen eine Tiefe von nicht mehr als 1 bis 2 μm auf [4, 5], da bei einer größeren Schichtdicke bei Freiformoberflächen die erzeugte Struktur nicht homogen verlaufen würde. Mit diesem Verfahren sind Oberflächenqualitäten in Metallen mit Rauigkeitswerten $Ra = 1 \mu\text{m}$ erreichbar [4].

Für die Bearbeitung stehen Laser mit unterschiedlichen Pulsdauern zur Verfügung. Industriellen Einsatz finden dabei hauptsächlich Strahlquellen mit Pulsdauern im Nanosekunden-Bereich und größer. Seit einigen Jahren finden auch vermehrt Pikosekunden-Laser industrielle Einsatzgebiete [5, 6]. Je kürzer die Dauer der Laserpulse ist, mit denen Material abgetragen wird, desto größer ist das Verhältnis aus Verdampfung zu Schmelzbildung. Allerdings sinkt hierbei die Abtragseffizienz, da der Energiebedarf für Verdampfung durch die signifikant größere Verdampfungsenthalpie größer ist. Durch die kleinere Schmelzfilmdicke wird die Qualität der bearbeiteten Oberfläche gesteigert, gleichzeitig sinkt jedoch auch die Bearbeitungsgeschwindigkeit.

2 Zielsetzung

Die Bearbeitung mit zeitlich variierter Energiedeposition stellt einen vielversprechenden Ansatz dar, die Bearbeitungsgeschwindigkeit bei Erhalt des präzisen Abtrags zu steigern. Dies kann in Form von unterschiedlichen Pulsformen bis hin zu Pulsbursts geschehen, bei denen die Energie im Puls zeitlich variiert wird. Bei der Verwendung von Pulsbursts werden mehrere Pulse innerhalb weniger Nanosekunden bis einiger Mikrosekunden auf die Probe abgegeben. Diese Pulszüge wiederholen sich nach einigen 10 bis 100 Mikrosekunden, je nach der verwendeten Repetitionsrate der Laserstrahlquelle. Durch diesen Ansatz sollen die Abtragsvorteile der Bearbeitung mit großer und kleiner Pulsdauer vereinigt werden, d. h. eine große Abtragsrate bei hoher Oberflächenqualität soll erreicht werden.

Möglich wird dies durch die Verwendung einzelner kurzer oder ultrakurzer Laserpulse. Durch die zeitlich in schneller Folge applizierten bzw. variierten Laserpulse erfahren das Material sowie die Umgebung eine geeignete Vorkonditionierung, so dass z. B. der Energieeintrag sowie auch der Verdampfungsprozess signifikant erhöht bzw. verbessert werden, siehe Abbildung 2.1. Eine entsprechende Steuerung der Energiedeposition über die zeitliche Puls- bzw. Burstformung sorgt dafür, dass der Werkstoff nicht überhitzt und die Vorteile wieder durch quasi-kontinuierliche Schmelzbildung kompensiert werden.

Die Verwendung von Pulsbursts ist bisher hauptsächlich für das Laserstrahlbohren untersucht worden. Die Untersuchungen zielen entweder auf die Steigerung der Bohreffizienz mit

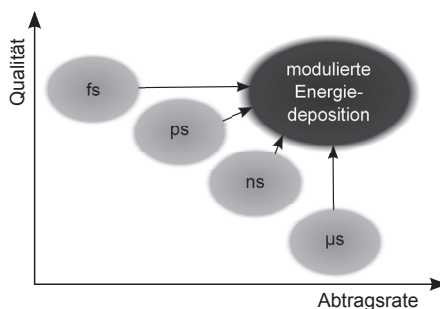


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Abtragsraten und Qualitäten, die bei der Bearbeitung mit unterschiedlichen Pulsdauern erreicht werden. Durch die zeitliche Modulation der Energiedeposition soll eine Steigerung der Abtragsrate bei gleichzeitiger Qualitätssteigerung erreicht werden.

Ultrakurzpulslasern [7, 8, 9, 10, 11] oder Lasern mit Pulsdauern im ns- bis ms-Bereich ab [12, 13, 14, 15, 16, 17]. Zum einen wird die Herstellung tiefer Bohrungen betrachtet, zum anderen die Erzeugung flacher Näpfchen jeweils durch Einzelpuls- bzw. Burstabtrag.

In Weiterführung zu den in der Literatur dokumentierten Untersuchungen werden in der hier vorliegenden Arbeit das Prinzip und die Verfahrensweise der modulierten Energiedeposition im Grundsatz untersucht und beispielhaft auf die Anordnung des flächigen Abtrags von 2,5-dimensionalen Gesenken übertragen.

Für einen industriellen Einsatz müssen die Bearbeitungsparameter dahingehend optimiert werden, dass die Abtragsrate gegenüber den Standardverfahren vergrößert und die Oberflächenqualität der strukturierten Flächen verbessert wird. Um dies zu erreichen werden die grundsätzlichen Zusammenhänge der einzelnen Prozessparameter bei zeitlich modulierter Bestrahlung ermittelt und hieraus Handlungsanweisungen zur Optimierung der Verfahrensparameter abgeleitet.

3 Begriffsdefinition

Unter dem Laserabtrag mit zeitlicher Modulation der Energiedeposition wird die Materialbearbeitung mit gepulster Laserstrahlung verstanden, bei der die Form dieser Laserpulse oder Bursts variiert wird. Die Gesamtdauer dieser einzelnen Laserpulse τ oder Bursts τ_{Burst} ist dabei klein gegenüber dem Pulsabstand der Laser-Repetitionsrate, d. h. τ bzw. $\tau_{Burst} \ll 1/v$. Zwischen den Laserpulsen geht die Pulsenergie auf Null zurück.

Die folgenden Pulsformen werden untersucht, siehe Abbildung 3.1:

- variierte Pulsform
- Vor- oder Nachheizpulse
- Bursts

Bei Pulsen mit variiertem Pulsform wird die Form eines einzelnen Pulses verändert, der sich mit dieser gleichen Pulsform mit der Repetitionsrate wiederholt. Innerhalb der Pulsdauer, die als Full Width Half Maximum (FWHM) angegeben wird, wird der zeitliche Verlauf der Leistung im Puls beliebig variiert. Die steigende und fallende Flanke der Pulse bis zum Erreichen der halben Intensität wird entweder steil ansteigend bzw. abfallend eingestellt oder der Kurve der Pulsform angepasst (z. B. linear ansteigend oder auslaufend). Dabei ist nahezu jeder zeitliche Verlauf der Pulsform denkbar, wie Rechteckpulse, Dreieckpulse oder gestufte Pulse, die die oben genannten Randbedingungen erfüllen.

Bei Vor- oder Nachheimpulsen handelt es sich um eine Pulsform, bei der die Energie in zwei Stufen variiert wird. Die Intensitäten der beiden Stufen unterscheiden sich stark, die untere Intensitätsstufe ist kleiner als die Hälfte der größeren Intensitätsstufe. Hierdurch wird nicht mehr von einem Puls mit variiertem Pulsform gesprochen, sondern von einem Puls mit Vor-

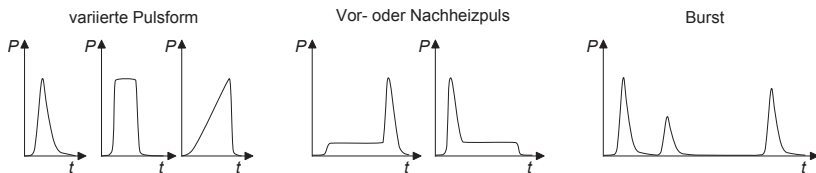


Abbildung 3.1: Pulsformen beim Laserabtrag mit zeitlicher Modulation der Energiedeposition. Die hier dargestellten Leistungsverläufe „variierte Pulsform“, „Vor-“ bzw. „Nachheizpuls“ und „Burst“ werden in dieser Arbeit untersucht.

ober Nachheizdauer. Der hauptsächliche Abtrag geschieht durch den Abtragspuls, d. h. in der Stufe der größeren Intensität. Die Stufe mit niedriger Intensität, der Heizpuls, liegt nahe an der Abtragsschwelle und bewirkt ein Vor- bzw. Nachheizen der Bearbeitungsumgebung. In dieser Arbeit werden Intensitätsverhältnisse von 10 : 1 und 5 : 1 zwischen dem Abtragspuls und dem Heizpuls untersucht.

Bei Bursts handelt es sich um mehrere dicht aufeinander folgende Pulse, die einen zeitlichen Abstand von einigen Nanosekunden bis zu einigen Mikrosekunden zueinander haben. Die einzelnen Pulse haben eine Pulsdauer zwischen 10 ps und einigen 10 ns. Diese Gruppe von Laserpulsen wird Burst genannt. Einem Burst folgt eine Pulspause von einigen Mikrosekunden bis zu einigen Millisekunden, abhängig von der verwendeten Repetitionsrate des Lasers. Befindet sich in dem Burst nur ein einzelner Laserpuls, so ist dies ein Einfachpuls-Burst, bei zwei Laserpulsen ein Doppelpuls-Burst. Bei n Pulsen pro Burst wird dieser n -fach-Puls-Burst genannt. Die Gesamtenergie des Bursts E_B ist die Summe der Energien der einzelnen Pulse eines Bursts $E_B = \sum_{i=1}^n E_{n,i}$. Ein Burst hat die Gesamtdauer τ_{Burst} , die sich aus der Summe der Pulsdauern und

Pulsabstände zusammensetzt $\tau_{Burst} = \sum_{i=1}^n \tau_{n,i} + \sum_{i=1}^{n-1} \Delta t_i$, siehe Abbildung 3.2.

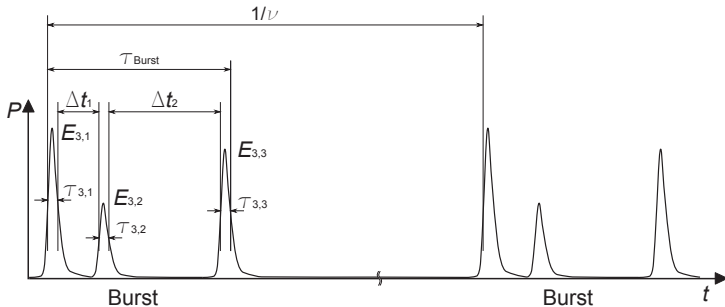


Abbildung 3.2: Nomenklatur bei Bursts. Die Burstenergie E_B ist die Summe der einzelnen Pulsenenergien (hier $E_B = E_{3,1} + E_{3,2} + E_{3,3}$), Δt_i ist der Pulsabstand zwischen den einzelnen Pulsen im Burst und τ_{Burst} ist die Gesamtdauer des Bursts. Die Indizes für Pulsenergie $E_{n,i}$ und Pulsdauer $\tau_{n,i}$ benennen zuerst die Anzahl der Pulse im Burst n , dann den betrachteten Puls i . Die Pulsabstände Δt werden durchnummeriert. Die Bursts wiederholen sich mit der Repetitionsrate v .

In jedem Ergebnisgraphen ist zur direkten Zuordnung der untersuchten Parametervariation rechts oben neben dem Graphen eine erklärende Skizze eingefügt. Diese enthält Informationen über die Art der zeitlichen Energievariation (Pulsform, Vor- oder Nachheizpuls bzw. Burst) sowie über die konstant gehaltenen Parameter.

4 Stand der Technik

4.1 Laserstrukturierung von Metallen

Bei der Lasermaterialbearbeitung wird der Laserstrahl auf die Probenoberfläche fokussiert. Ein Teil der Laserstrahlung wird an der Oberfläche reflektiert, der Rest der Laserstrahlung wird im Material absorbiert oder transmittiert. Im Folgenden wird die Bearbeitung von Metallproben mit Dicken größer 1 mm betrachtet. Die optische Eindringtiefe in Metallen für Strahlung im sichtbaren und nahen infraroten Bereich liegt bei bis zu einigen 10 nm [18, 19], dadurch wird die gesamte nicht reflektierte Laserstrahlung oberflächennah im Material absorbiert, kein Anteil wird transmittiert. Je nachdem, wie viel Energie absorbiert wird, wird das Material aufgeheizt, geschmolzen und sogar verdampft.

Für die Bearbeitung von Metallen werden zwei Abtragsverfahren unterschieden: der Schmelzabtrag und der Verdampfungsabtrag [18, 20]. Beim Schmelzabtrag wird durch die eingestrahelte Energie ein ausgeprägtes Schmelzbad erzeugt. Der entstehende Metaldampf treibt durch Rückstoßdruck die Schmelze aus dem Bearbeitungsbereich aus. Beim Verdampfungsabtrag wird das Material hauptsächlich in der dampfförmigen Phase abgetragen. Durch die sehr kleinen Schmelzfilmdicken ist die Präzision der Bearbeitung größer als beim Schmelzabtrag. Da die Verdampfungsenthalpie bis zu einer Größenordnung größer ist als die Schmelzenthalpie [18, 20], wird beim Verdampfungsabtrag weniger Material bei gleicher absorbierter Energie abgetragen als beim Schmelzabtrag.

Die eingestrahelte Energie wird zuerst von den freien Elektronen im Metall absorbiert. Anschließend wird die Energie über Elektronen-Phononen-Wechselwirkung an das Metallgitter weitergegeben [21]. Der eigentliche Abtragsprozess, d.h. das Aufwärmen des Gitters, startet erst ca. 1 bis 10 ps nach der Anregung durch den Laserpuls [22].

Je nachdem, ob die Pulsdauer des einstrahlenden Pulses kleiner oder größer als die Zeit bis zum Abtragsbeginn ist, verläuft der Abtrag unterschiedlich [22, 23, 24, 25]. Ist die Pulsdauer größer, startet der Abtragsprozess bereits während des Pulses. Die Laserstrahlung interagiert hier nicht nur mit der festen Probenoberfläche, sondern auch mit der erzeugten Schmelze und dem Metaldampf [22, 23, 24, 25], siehe Abbildung 4.1 links. Ist die Pulsdauer kleiner als die Elektronen-Phononen-Wechselwirkungszeit, so ist der Puls bereits beendet, bevor der eigentliche Abtrag geschieht. Der Puls interagiert nur mit der festen Probenoberfläche, nicht mit Schmelze und Dampf [22, 23, 24, 25], siehe Abbildung 4.1 rechts.

Für Zeitskalen größer 100 ps [19], die bedeutend größer als die Elektronen-Phononen-Wechselwirkungszeit (z. B. 0,5 ps für Eisen [18]) sind, kann die Erwärmung der Probe durch Wär-

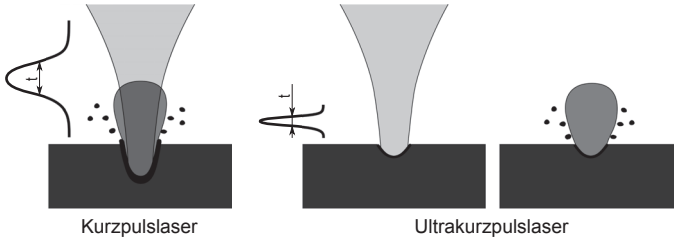


Abbildung 4.1: Interaktion des Laserstrahls während des Laserpulses. Links: für Pulsdauern größer als die Elektronen-Phononen-Wechselwirkungszeit wird bereits während der Pulsdauer das Material aufgeschmolzen und verdampft. Der Puls interagiert mit Schmelze und Plasma. Rechts: für Pulsdauern kleiner als die Elektronen-Phononen-Wechselwirkungszeit ist der Puls bereits beendet, bevor das Material aufgeschmolzen oder verdampft wird.

meileitung beschrieben werden. Für kleinere Zeitskalen ist die Temperatur der Elektronen und Phononen mit Hilfe des Zwei-Temperatur-Modells getrennt zu betrachten [19]. In der vorliegenden Arbeit wird mit Pulsdauern zwischen 10 ps und 400 ns gearbeitet, die Temperaturen aber werden nur in Zeiträumen größer 1 ns betrachtet. Daher wird nicht weiter auf das Zwei-Temperatur-Modell eingegangen, sondern nur auf die klassische Wärmeleitung.

Ist die Wärmeeindringtiefe klein gegenüber der Ausdehnung der Wärmequelle auf der Oberfläche, so kann die Temperaturverteilung in der Probe in guter Näherung mit dem Modell der unendlich ausgedehnten Quelle dargestellt werden. Damit ergibt sich für die Bestrahlung mit Rechteckpuls folgender Temperaturverlauf in der Probe:

$$T(z, t) = \begin{cases} \frac{A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \tau_0}}{\lambda_{therm}} \sqrt{\pi \frac{t}{\tau_0}} \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{\sqrt{4 \kappa t}} \right) & t \leq \tau_0 \\ \frac{A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \tau_0}}{\lambda_{therm}} \sqrt{\pi \frac{t}{\tau_0}} \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{\sqrt{4 \kappa t}} \right) - \frac{A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \tau_0}}{\lambda_{therm}} \sqrt{\pi \frac{t - \tau_0}{\tau_0}} \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{\sqrt{4 \kappa (t - \tau_0)}} \right) & t > \tau_0 \end{cases} \quad (4.1)$$

mit A : Absorptionsgrad, I : Intensität, λ_{therm} : Wärmeleitfähigkeit, κ : Temperaturleitfähigkeit, τ_0 : Rechteckpulsdauer, z : Materialtiefe und $\operatorname{ierfc}(x)$: integrierte Fehlerfunktion.

Aus Formel 4.1 ergibt sich als charakteristische Länge die Wärmeeindringtiefe $\delta_{therm}(\tau)$ während der Pulsdauer τ_0 in das Material

$$\delta_{therm}(\tau) = \sqrt{4 \kappa \tau_0} \quad (4.2)$$

Die Wärmeeindringtiefe ist ein Maß dafür, wie steil nach Ende der Pulsdauer τ_0 der Gradient des Temperaturabfalls in der Materialtiefe ist, siehe Abbildung 4.2. Dabei ist die Abschätzung der Wärmeeindringtiefe δ_{therm} über die Berechnung nach Formel 4.2 nur zu einer minimalen Pulsdauer von $\tau \approx 10$ ps gültig. Für kleinere Pulsdauern ist bei gleichen Pulsenergien der Energieabsorptionsprozess anders, da aufgrund der hohen Pulsleistung die angeregten Elektro-

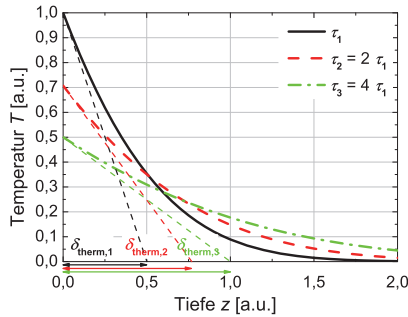


Abbildung 4.2: Temperaturabfall in der Probe und thermische Eindringtiefe für drei unterschiedliche Pulsdauern bei gleicher absorbierten Energie.

nen tiefer in das Material eindringen. Die Wärmeeindringtiefe wird als konstant angenommen [21, 24, 26].

Anhand der Wärmeeindringtiefe kann bestimmt werden, bis zu welcher Tiefe das Material bei der Bearbeitung mit einem Laserpuls aufgeschmolzen wird. Für die Bearbeitung von Eisen mit kurzen Pulsen bis Pulsdauern $\tau > 100$ ps liegt die Grenze des geschmolzenen Materials bei 50 % von δ_{therm} [18]. Wird die Pulsdauer kürzer, gilt nicht mehr die klassische Wärmeausbreitung, sondern die Wärmeausbreitung nach dem Zwei-Temperaturen-Modell.

Mit steigender Intensität steigt bei konstanter Pulsdauer der Anteil des verdampften Materials und der auf die Schmelze ausgeübte Rückstoßdruck an. Gleichzeitig nimmt dadurch die Schmelzfilmdicke auf der Probenoberfläche mit zunehmender Intensität ab, da von dem aufgeheizten Material immer mehr direkt verdampft wird. Hierdurch ergibt sich in Abhängigkeit der absorbierten Intensität ein Maximum für den Massenanteil, der durch Schmelzaustrieb entfernt wird [18].

Die Abtragtiefe z_{abtr} in Abhängigkeit der eingebrachten Fluenz F kann über die Formel

$$z_{abtr} = \delta \cdot \ln \left(\frac{F}{F_{th}} \right) \quad (4.3)$$

bestimmt werden. Dabei ist F_{th} die Schwellfluenz, $F > F_{th}$. Für kleine Pulsdauern $\tau < 5$ ps und kleine Fluenzen ist für δ die optische Eindringtiefe, für große Fluenzen die thermische Eindringtiefe maßgeblich. Für Pulsdauern $\tau > 5$ ps ist δ immer die thermische Eindringtiefe [24].

4.2 Einsatzgebiete modulierter Energiedeposition

In der Literatur werden Experimente beschrieben, bei denen Pulse oder Pulszüge mit modulierter Energiedeposition zum Einsatz kommen. Diese Versuche beschränken sich größtenteils auf

den Vergleich der Bearbeitung bei unterschiedlichen Pulsdauern oder Pulsbursts.

Pulse mit unterschiedlichen Pulsdauern werden für alle Arten der Lasermaterialbearbeitung eingesetzt. Bei der Untersuchung des Einflusses der Pulsdauer auf das Bearbeitungsergebnis wird die Pulsdauer meist direkt um mehrere Größenordnungen variiert und z. B. die Bearbeitung mit Pulsdauern im ns-, ps- und fs-Bereich verglichen [18, 19, 20, 22, 23]. Durch den Einsatz unterschiedlicher Pulsdauern kann gezielt das Abtragsergebnis beeinflusst werden. Bei der Bearbeitung von Metallen mit ns-Pulsen nimmt das Verhältnis Aufwurf zu Tiefe der Näpfchen mit steigender Anzahl an Pulsen pro Stelle ab. Gleichzeitig ist zu beobachten, dass die Laserstrahlung stark an der Probenoberfläche oder dem Plasma reflektiert wird [23].

Wird für die Bearbeitung mit ns-Pulsen die Pulsdauer innerhalb einer Größenordnung zwischen $\tau = 10$ und 250 ns variiert, so steigt der Abtrag bei konstanter Pulsenergie mit steigender Pulsdauer [27, 28]. Diese Steigerung des Abtrags mit steigender Pulsdauer wird durch die geänderte Temperaturverteilung im Material begründet. Je kürzer der Puls bei gleicher Pulsenergie ist, um desto größere Temperaturen wird das Material in der Strahlmitte aufgeheizt. Gleichzeitig wird der Bereich, in dem das Material über die Verdampfungstemperatur erhitzt wird, räumlich kleiner. Bei größeren Pulsdauern wird mehr Material über den Verdampfungspunkt erwärmt und somit abgetragen [27, 28].

Für die Bearbeitung mit ultrakurzen Pulsen (UKP), d. h. Pulsen im fs- bis ps-Bereich, sind keine Schmelzaufwürfe um die Näpfchen zu beobachten. Das Näpfchen-Profil ist ungleich dem Strahlprofil. Für $\tau = 70$ bis 800 fs ist die Näpfchentiefe bei konstanter Pulsenergie konstant, danach sinkt die Abtragstiefe mit steigender Pulsdauer [23]. Hieraus wird auf eine Limitierung des Abtrags durch Plasmaabsorption geschlossen, wobei zwei Regime unterschieden werden [23]:

- fs-Regime
Der Laserpuls ist beendet, bevor die Energie vollständig an das Gitter übergeben wurde. Keinerlei Laser-Plasma-Wechselwirkung findet statt (vergleiche auch Kap.4.1).
- ns/ps-Regime
Die Pulsdauer ist gleich groß oder größer als die Zeit zur Energieübergabe an das Gitter. Das Material wird bereits während der Pulsdauer verdampft. Verluste durch Wärmeleitung und Plasmaabschirmung treten auf.

Der Übergang zwischen diesen beiden Regimen ist materialabhängig und liegt bei etwa 1 bis 10 ps [21, 24, 29].

Eine Zusammenstellung der in der Literatur beobachteten Ergebnisse für die Bearbeitung mit variiertem Pulsdauer sowie der hieraus abgeleiteten Begründungen ist in Tabelle 4.1 dargestellt.

Pulsbursts werden in unterschiedlichen Anwendungen eingesetzt. Ein großer Bereich dabei ist die Materialanalyse durch Laserinduzierte Plasmaspektroskopie (LIBS) [30] oder die Matrix-unterstützte Laser-Desorption/Ionisation (MALDI) [31]. Zum Einsatz kommen Pulsdauern von Femtosekunden bis Nanosekunden und Wellenlängen von UV bis IR [30].

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der in der Literatur dargestellten Effekte bei der Bearbeitung mit unterschiedlichen Pulsdauern sowie deren Begründung.

Effekt	Beobachtung und deren Begründung	Quelle
Bearbeitungs- qualität und Abtragsregime	fs-Regime ohne Plasmaabsorption; Bearbeitung ohne Schmelzaufwürfe für kleine Fluenzen Abtragstiefe abhängig von optischer Eindringtiefe, für größere Fluenzen von thermischer Eindringtiefe ($\tau < 1$ ps)	[22, 23, 24, 25]
	ns/ps-Regime weist eine reduzierte Abtragseffizienz sowie Verluste durch Wärmeleitung und Plasmaabschirmung auf; Bearbeitung mit Schmelzaufwurf Abtragstiefe abhängig von thermischer Eindringtiefe	[22, 23, 24, 25]
	kürzere Pulse erzeugen Debris auf größerer Fläche, längere Pulse größere Debris-Partikel	[27, 28]
	steigende Schmelzfilmdicke mit steigender Pulsdauer	[18]
Änderung der Abtragsrate in Abhängigkeit der Pulsdauer	Abtragsrate sinkt mit steigender Pulsdauer ab $\tau \approx 1$ ps durch Wärmeleitungsverluste und Plasmaabschirmung ($\tau = 700$ fs - 10 ps)	[23, 26, 29, 38]
	mit steigender Pulsdauer und steigender Fluenz steigt Abtrag pro Puls auf ein Maximum und fällt danach wieder ab	[18]
	mit sinkender Pulsdauer sinkt die Abtragstiefe ($\tau = 10$ - 250 ns); je kürzer der Puls, desto heißer wird Material in Strahlmitte und desto schmaler wird der Bereich, der über der Verdampfungstemperatur liegt	[27, 28]
	mit steigender Pulsdauer steigt die notwendige Fluenz zum Durchbohren einer Probe ($\tau = 200$ fs - 5 ns)	[25]
Plasmaausbreitung	kein Unterschied in Plasmaausbreitung im Pulsdauernbereich $\tau = 200$ fs - 3,3 ps	[21]

Bei LIBS wird durch den Einsatz von Pulsbursts im Gegensatz zu Einzelpulsen das Plasmasignal vergrößert [12, 32, 33, 34, 35, 36]. Diese Steigerung des Signals kann einen Faktor 50 erreichen [34] und ist für einen Abstand der Pulse im Burst $\Delta t = 1$ bis 4 μ s [36] am Größten. Von einer Vergrößerung der Plasmalebensdauer um bis zu einen Faktor 5 wird in [30] berichtet. Zusätzlich kann durch den Einsatz von Pulsbursts das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis gesteigert werden [32, 34]. Bei einigen LIBS-Untersuchungen wird zusätzlich von einem gesteigerten Abtrag bei der Verwendung von Pulsbursts berichtet [12, 34, 35, 36]. Diese Steigerung kann einen Faktor 4 – 6 [36] bzw. Faktor 7 [12, 37] betragen, wodurch zusätzlich bei der Materialanalyse mit weniger Fehlelementen durch Oberflächenverschmutzung zu rechnen ist [12]. Die Steigerung des LIBS-Signals wird auf folgende Gründe zurückgeführt:

- Wiederaufheizung des Plasmas
Durch die nachfolgenden Pulse im Burst wird das Plasma erneut aufgeheizt und angeregt. Hierdurch wird das LIBS-Signal, besonders das Liniensignal [32], vergrößert [35]. Die

Temperatur im Plasma bei der Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts ist größer als bei der mit Einzelpulsen [34].

- **Steigerung der Abtragsrate**
Durch die größere Temperatur, die im Material beim Auftreffen des zweiten Pulses vorliegt, wird die Abtragungsschwelle verkleinert [35, 36]. Bei der LIBS-Messung mit Doppelpuls-Bursts erreicht die Oberfläche eine kleinere Maximaltemperatur als bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen bei gleicher Burstenergie. Durch den zweiten Puls wird die Temperatur aber wieder über die Schmelztemperatur angehoben und kühlt langsamer ab als für die Bearbeitung mit Einzelpulsen. Hierdurch kann die Schmelze länger ausgetrieben werden [33].
- **Reduzierung der Umgebungsdichte bzw. des Umgebungsdrucks durch den ersten Puls**
Durch den reduzierten Umgebungsdruck, verursacht durch die ersten Pulse im Burst, breiten sich die nachfolgenden Plasmen schneller aus [35, 36]. Diese Reduzierung des Umgebungsdrucks führt zusätzlich dazu, dass das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei der LIBS-Messung mit Puls-Bursts gesteigert wird [32].

Pulsbursts werden aber auch für die Materialbearbeitung eingesetzt. Untersuchungen reichen von der Modifikation bzw. dem Abtrag dünner Schichten über das Bohren bis hin zum flächigen Strukturieren.

Für den Abtrag von Schichten ist es notwendig, dass die Energie sehr gezielt eingebracht wird, um eine Schädigung des Substratmaterials zu vermeiden. Hierzu gibt es Ansätze zur Strukturierung mit Pulsbursts, bei denen alle Einzelpulsenergien unterhalb der Bearbeitungsschwelle liegen [39]. Durch die kurz aufeinander folgenden fs-Pulse kann durch Akkumulation von Energie im Material die Schmelztemperatur überschritten und das Material abgetragen werden. Hierdurch ist ein sehr präziser Abtrag möglich [39].

Eine weitere Möglichkeit zur Strukturierung mit Pulsbursts liegt darin, dass ein Teil der Pulse unterhalb der Abtragungsschwelle liegt, ein Teil darüber [40]. Durch den ersten Puls, der unter der Abtragungsschwelle liegt, wird die Absorption des zweiten Pulses gezielt geändert. Hierdurch kann sehr präzise Material abgetragen werden bei gleichzeitiger minimaler thermischer Belastung des umliegenden Materials [40]. Für Pulsdauern im Bereich Nanosekunden bis Femtosekunden wird ein sehr präziser Abtrag von Schichten z. B. für Mikroelektronik- und Mechaniksystemen (MEMS) erreicht [40].

In weiteren Untersuchungen wird mit fs-Doppelpuls-Bursts gearbeitet, bei denen beide Pulse über der Abtragungsschwelle liegen. Bei der Aufteilung der Energie auf zwei Pulse im fs-Doppelpuls-Burst wird eine vom Pulsabstand abhängige Grenz-Burstenergie festgestellt. Oberhalb dieser Grenz-Burstenergie wird bei dem Abtrag von Goldschichten mit Puls-Bursts mehr Material abgetragen, als mit dem Vergleichs-Einzelpuls gleicher Energie [41].

Bei dem Abtrag von Kupferschichten mit fs-Doppelpuls-Bursts mit Pulsabstand $\Delta t = 10$ ps wird der Kupferfilm schmelzförmig abgetragen [42]. Weisen die beiden fs-Pulse im Burst gekreuzte Polarisation auf, kann die Ausbildung von Rippen auf der Probenoberfläche nach der

Bearbeitung unterdrückt werden. Dies ist der Fall, wenn der zweite Puls auf die Probenoberfläche trifft, bevor die Energie von den Elektronen an das Gitter weitergegeben wird. Die Oszillation der heißen Elektronen, die die Ripple entstehen lässt, wird durch den zweiten Puls mit geänderter Polarisation gestört und somit die Bildung der Ripple unterdrückt [42].

Im Bereich des Abtrags und Bohrens mit Pulsbursts wird zum einen von Untersuchungen zur Burstbearbeitung mit ultrakurzen Pulsen in Dielektrika berichtet [7, 8, 10, 11, 43], zum anderen von Untersuchungen zum Bohren von Metallen, bei denen die Pulsdauern im Burst im Bereich zwischen Pikosekunden und Milisekunden liegen [9, 13, 14, 16, 44, 45, 46, 47, 48]. Dabei werden unterschiedliche Phänomene wie Plasmaeffekte, geänderte Druckwellen- bzw. Plasmaausbreitung, geänderter Schmelzauswurf sowie Vorheizeffekte beobachtet. Eine Zusammenstellung der in der Literatur beschriebenen beobachteten Phänomene in Abhängigkeit der untersuchten Pulsabstände ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die dafür eingesetzten Parameter sind im Anhang (Kap. 12.1.1 in Tabelle 12.1) dargestellt.

Je nachdem, welche Parameter eingesetzt werden, werden unterschiedliche Ergebnisse festgestellt. Abtragssteigerungen um einen Faktor 5 [34] bis 7 [12] werden berichtet. Beim Einsatz von ps-Bursts mit Pulsabständen $\Delta t \geq 10$ ps wird hingegen die Abtragsrate durch Plasmaabschirmung verkleinert [49, 50]. Aber auch die Qualität der abgetragenen Oberfläche wird beeinflusst. Bei dem Einsatz von Pulsbursts wird auch ein regelmäßigerer Abtrag mit reduziertem Aufwurf, geringerer Oxidation und weniger Ablagerungen beobachtet [51, 52].

Auch eine Änderung im Ausbreitungsverhalten des Plasmas und der Druckwellen wird beobachtet. Bei der Bearbeitung mit Pulsbursts verändern sich Form, Größe und Helligkeit des leuchtenden Plasmas, die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Plasma und Druckwelle für die einzelnen Pulse im Burst werden variiert. Die Plasmen der aufeinander folgenden Pulse bei der Materialbearbeitung mit Bursts weisen unterschiedliche Formen auf. So ändert sich die Plas-

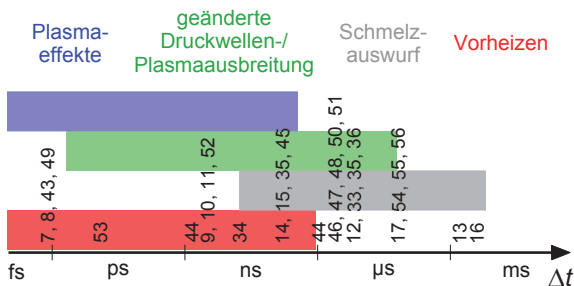


Abbildung 4.3: Zusammenstellung der bei der Bearbeitung mit Pulsbursts in der Literatur beobachteten Phänomene in Abhängigkeit des Pulsabstands. Die den aufgeführten Literaturstellen zugehörigen Pulsdauern, Pulszahlen, Pulsabstände und Wellenlängen sind in Tabelle 12.1 zusammengefasst. Eine ausführliche Zusammenfassung der durch die Phänomene ausgelösten beobachteten Effekte ist in Tabelle 4.2 aufgeführt.

maform laut [53] von einem kugelförmigen Plasma beim ersten Puls zu einem kegelförmigen Plasma für den zweiten Puls. Das Plasma eines im Burst nachfolgenden Pulses leuchtet heller als das des vorhergehenden Pulses [35, 50], die Plasmalebensdauer wird um bis zu einen Faktor 5 vergrößert [30]. Zusätzlich breitet sich das nachfolgende Plasma viermal so schnell aus wie das vorhergehende Plasma [35], die nachfolgende Druckwelle zwischen zwei- und fast fünfmal so schnell [22, 34, 35]. Eine Zusammenstellung der in der Literatur beobachteten Ergebnisse sowie der hieraus abgeleiteten Begründungen sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Tabelle 4.2: Zusammenstellung der beim Einsatz von Bursts in der Literatur dargestellten Effekte sowie deren Begründung.

Effekt	Begründung	Quelle
verkleinerte Abtragsrate	bei kleinen Pulsabständen Abschirmeffekte durch Metalldampf des ersten Pulses	[48, 49, 50, 51]
	verringertes Verdampfen des Materials durch erhöhten Druck im heißen Metalldampf	[49]
	wellenlängenabhängige Beeinflussung der Abtragsrate des zweiten Pulses durch Fokussierung oder Defokussierung im Plasma (verkleinerte Abtragsrate für UV)	[47]
vergrößerte Abtragsrate	Abstand der Pulse so, dass nachfolgender Puls nach Ausbreitung der vorherigen Plasmawolke erfolgt, aber bevor Relaxation im Material vollständig stattgefunden hat; effektiverer Abtrag des zweiten Pulses durch Vorheizen der Probe;	[7, 8, 9, 10, 11, 43, 44, 45, 48, 49, 51, 54]
	geänderter Schmelzauswurf, keine Verschlüsse in der Bohrung	[17, 55, 56, 57]
	kleine Dichte und Druck im Metalldampf, in die sich zweite Plasmawolke ausbreitet; hierdurch verbessertes Verdampfen des Materials	[30, 49]
	unterschiedliche Intensitäten für Einzelpulse bzw. Pulse im Burst; hierdurch für Bursts weniger Absorption im Plasma; mehr Energie steht für Abtrag zur Verfügung;	[44]
	für $E_{2,2} > E_{2,1}$ (gleiche Pulsdauern) oder $\tau_{2,1} < \tau_{2,2}$: erster Puls erzeugt Materialauswurf, das sich langsam aus dem Abtragsgebiet herausbewegt; zweiter Puls erhitzt dieses ausgeworfene Material; Materialauswurf interagiert über Druck, Wärmeleitung und geänderten Massestrom mit der Materialoberfläche und führt zu vergrößertem Abtrag	[14, 15, 46]

Effekt	Begründung	Quelle
	erster Puls erzeugt Schmelze, die mit zweitem Puls ausgetrieben wird; nur für $E_{2,2} > E_{2,1}$ kann Schmelze vollständig ausgetrieben werden	[13, 45, 52]
	wellenlängenabhängige Beeinflussung der Abtragsrate des zweiten Pulses durch Fokussierung oder Defokussierung im Plasma (vergrößerte Abtragsrate für Wellenlängen im IR und grünen Bereich)	[47]
Abtragsqualität	Reinigungseffekte durch wieder aufgeheiztes Plasma	[51, 52]
Plasma- oder Druckwellenausbreitung	Vergrößerung, Änderung der Form sowie größere Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasmas und geänderte Absorption im Plasma bei Burst-Bearbeitung durch Verdünnung der Umgebung hinter der ersten Druckwelle	[30, 33, 35, 50, 53, 58]
	größerer Ionisierungsgrad bei größerer Plasmatemperatur bei Burstbearbeitung sowie größere Ausbreitungsgeschwindigkeit der zweiten Druckwelle, da keine Energie durch Aufheizen der Umgebung und für chemische Prozesse verloren geht	[34]

4.3 Laserinduzierte Plasmen

Bei der Bearbeitung von Metallen mit $\lambda = 1064 \text{ nm}$ wird für Intensitäten $I > 10^8 \text{ W/cm}^2$ [22] das verdampfte Material und/oder das Umgebungsgas ionisiert und ein Plasma entsteht. Das so entstandene Plasma wirkt unterschiedlich auf die einfallende Laserstrahlung. Laserstrahlung kann reflektiert, absorbiert, gebeugt oder gestreut werden. Durch Beugung am Plasma kann so z. B. die Ausdehnung des Fokusdurchmessers um bis zu 10 % für die Bearbeitung mit 532 nm bis zu 20 % für die Bearbeitung mit 1064 nm vergrößert werden [18, 59].

Die Art der Interaktion wird durch Plasmaeigenschaften wie Elektronendichte und Elektrentemperatur und durch Laserstrahleigenschaften wie Pulsdauer, Intensität und Wellenlänge beeinflusst [19]. Je größer die eingestrahlte Intensität, desto größer ist die Absorption im Plasma, wodurch diesem weitere Energie zugeführt wird. Diese zusätzliche Energie wird zum einen an die Umgebung über Wärmeleitung oder Strahlung abgegeben, zum anderen in kinetische Energie des Plasmadampfes umgewandelt [22]. Bei der Ausbreitung des Dampfes überträgt dieser seinen Impuls auf die Schmelze, wodurch die Schmelze ausgetrieben wird, und auf das umgebende Gas, welches es bei der Ausbreitung verdrängt. Hierdurch entsteht eine Stoßwelle, die LSA-Welle (Laser Supported Absorption bzw. laserinduzierte Absorptionswelle) [18, 19, 22].

Je nachdem, wie schnell sich die Welle ausbreitet und wo die wesentliche Absorption der

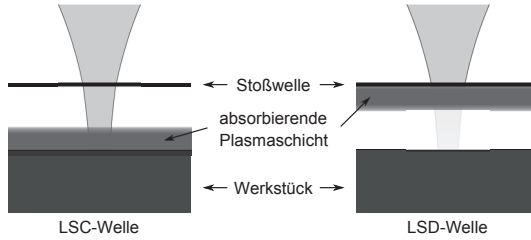


Abbildung 4.4: Schematisch Darstellung der charakteristischen Absorptionsgebiete von eindimensionalen laserinduzierten Absorptionswellen (LSA-Wellen).

Laserstrahlung stattfindet, werden zwei unterschiedliche Arten von LSA-Wellen unterschieden, siehe Abbildung 4.4:

- LSC-Wellen (Laser Supported Combustion)

Die Laserstrahlung wird nahe der Werkstückoberfläche im abgedampften Material absorbiert. Die Plasmafront strömt senkrecht zur Probenoberfläche mit Geschwindigkeiten von 10 bis 100 m/s ab. Die Stoßwelle und die Plasmaströmung sind stets voneinander getrennt [18].

Der Radius der LSC-Welle wird nach der Sedov'schen Stoßwellentheorie berechnet [18, 58, 60]:

$$r(t) = \lambda_0 \cdot \left(\frac{E_0}{\rho_\infty} \right)^{1/(2+\zeta)} \cdot t^{2/(2+\zeta)} \quad (4.4)$$

Dabei sind $\lambda_0 = 1,033$: dimensionslose Konstante [22], ρ_∞ : Dichte des ungestörten Umgebungsgases, E_0 : zugeführte Energie und ζ : Variable in Abhängigkeit der Ausbreitungsform ($\zeta = 1$ für ebene, 2 für zylindrische, 3 für sphärische Propagation). Um die Sedov'sche Stoßwellentheorie anwenden zu können, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein [61]: Zum einen muss die abgetragene Masse vernachlässigbar zur übrigen Gasmasse sein, die von der Druckwelle eingeschlossen ist. Zum anderen muss der Druck hinter der Schockwellenfront viel größer als der Umgebungsdruck sein. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Druckwelle ausbreitet, kann mit

$$v_s = \left(\frac{2}{\zeta + 2} \right) \left(\frac{\alpha E_0}{\rho_\infty} \right)^{1/(\zeta+2)} \frac{1}{t^{1/(\zeta+2)}} \quad (4.5)$$

berechnet werden. Dabei sind E_0 : Energie in der Druckwelle, ρ_∞ : Dichte des ungestörten Gases, Variable $\zeta = 1$ für planare, 2 für zylindrische bzw. 3 für sphärische Ausbreitung und $\alpha = 1,845$ für ebene, 1,015 zylindrische bzw. 1,175 für sphärische Ausbreitung. Aus Formel 4.5 ergibt sich, dass mit fallendem Umgebungsdruck die Geschwindigkeit der LSC-Welle steigt.

Diese Theorie ist allerdings nur anwendbar, wenn die Energie der Schockwelle konstant

ist, instantan zu dem Zeitpunkt $t = 0$ einem infinitesimal kleinen Volumen im Ursprung zugeführt wurde und keine Prozesse wie z. B. thermische Leitung, Diffusion, Zustandsänderungen oder Anregungen stattfinden [62].

- LSD-Wellen (Laser Supported Detonation)

LSD-Wellen treten wellenlängen- und intensitätsabhängig ab Intensitäten $I = 10^7$ W/cm² bei Pulsdauern $\tau < 1$ μ s auf. Je größer die eingesetzte Wellenlänge und Intensität, desto wahrscheinlicher ist das Auftreten von LSD-Wellen [59, 63]. Im Bereich der Stoßwellenfront wird das Umgebungsgas ionisiert, die einfallende Strahlung wird in der so entstehenden Plasmaschicht absorbiert und breitet sich in Richtung der einfallenden Laserstrahlung aus [18, 22, 63]. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der LSD-Welle wird mit

$$v = \beta \cdot [2 \cdot (\gamma^2 - 1) \cdot I_0 / \rho_\infty]^{1/3} \quad (4.6)$$

berechnet. Dabei sind $\gamma = 5/3$ der adiabatische Ausbreitungskoeffizient, I_0 : absorbierte Intensität, ρ_∞ : Dichte des ungestörten Umgebungsgases und β : Variable in Abhängigkeit der Ausbreitungsform ($\beta = 1$ für eindimensionale, 0,5 für zweidimensionale Ausbreitung)

Für die Ausbreitung der Plasmawolke werden verschiedene Modelle in der Literatur verwendet [64]. Mit den unterschiedlichen Modellen können z. B. unterschiedliche Phasen der Ausbreitung beschrieben werden. Zum Einsatz kommen hier das Schockwellenmodell, das verzögerte Schockwellenmodell, das Diffusionsmodell, das Drag-Modell und das verzögerte Drag-Modell.

Das Schockwellenmodell entspricht dem Modell der LSC-Wellen, siehe Formel 4.4.

Bei dem verzögerten Schockwellenmodell breitet sich die Druckwelle verzögert zum Energieeintrag aus:

$$r(t) = \left(\frac{k}{p_g}\right)^{0,2} \cdot (t - t_s)^{0,4} - x_0 \quad (4.7)$$

Dabei sind k : Konstante proportional zur absorbierten Energie, p_g : Druck des Umgebungsgases sowie x_0 und t_s : Randbedingungen zur verzögerten Emission der Schockwelle [64].

Das Diffusionsmodell ist besonders für kleine Umgebungsdrücke geeignet und geht von einem Diffusionsprozess als Transportmechanismus aus:

$$r(t) = \left(\frac{l \cdot v_{rel} \cdot t}{3}\right)^{0,5} \quad (4.8)$$

Dabei ist v_{rel} : relative Geschwindigkeit der kollidierenden Partikel, l : freie Weglänge der Teilchen $l = (n_g \cdot \sigma)^{-1}$, n_g : Teilchendichte des Buffer-Gases und σ : Streuquerschnitt [64].

Aus dem Vergleich mit dem Verhalten der Dampfausbreitung im Experiment wird das Drag-Modell ermittelt:

$$r(t) = a(1 - e^{-bt}) \quad (4.9)$$

a : ist der Stoßabstand und b : der Verlangsamungskoeffizient. Für das Anfangsstadium der Plasmaausbreitung bei kleinen Umgebungsdrücken < 100 Pa und für Zeiten bis $4 \mu\text{s}$ stimmt das Modell gut mit der Plasmaausbreitung überein. Für größere Zeiten ist die berechnete Größe zu klein [64].

Eine Variante des Drag-Modells stellt das verzögerte Drag-Modell dar:

$$r(t) = a \left(1 - e^{-bt} \right) - x_0 \quad (4.10)$$

x_0 stellt eine Randbedingung zur verzögerten Emission der Schockwelle dar [64].

4.4 Flächige Strukturierung von Oberflächen

In der hier vorliegenden Arbeit wird ausschließlich die flächige, 2,5-dimensionale Strukturierung von Metallen betrachtet. Ausgehend von einem 3-dimensionalen CAD-Modell wird in einer durchgehenden Produktionskette im Sinne der "Digital Photonic Production" das fertige Bauteil hergestellt. Die abzutragende Geometrie wird in einzelne zu bearbeitende Schichten unterteilt, welche nacheinander abgetragen werden, siehe in Abbildung 4.5 anhand eines quadratischen Gesenkes mit Halbkugel. Die Dicke dieser Schichten wird aus dem Abtragsprozess vorgegeben. Die charakteristische Abtragsgröße wird somit als Abtrag pro Schicht d bestimmt, siehe Abbildung 4.5.

Zur Bearbeitung der Schichten werden diese mit Linien schraffiert, die bei der Bearbeitung

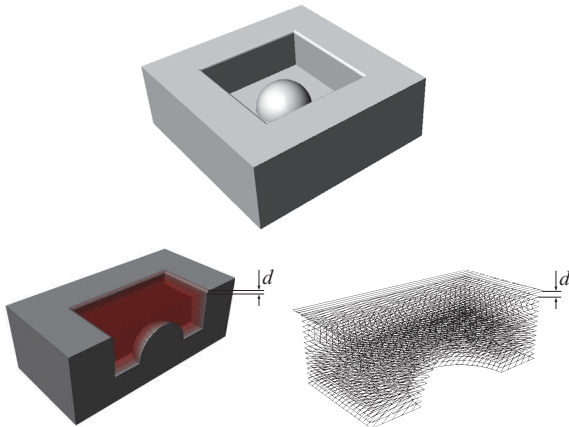


Abbildung 4.5: Vorgehensweise zur Bearbeitung von 2,5-dimensionalen Strukturen anhand eines quadratischen Gesenkes mit Halbkugel am Gesenkgrund. Eine 3-dimensionale Zeichnung der Struktur wird in einzelne Abtragschichten aufgeteilt welche wiederum in die einzelnen Abtragslinien aufgeteilt werden.

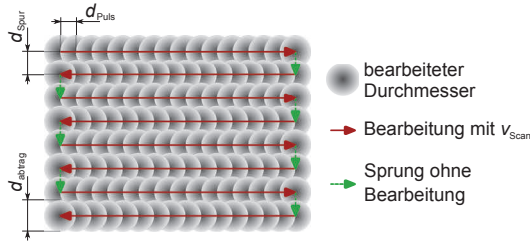


Abbildung 4.6: Aufbau einer abzutragenden Schicht. Durch die Repetitionsrate ν und die Scangeschwindigkeit v_{scan} ergibt sich in den einzelnen Linien der Abstand der Pulse d_{Puls} . Der Schraffurabstand ist d_{Spur} , der Durchmesser des Abtrags d_{abtrag} . Die Scanparameter beeinflussen die Qualität der strukturierten Oberfläche.

abgefahren werden. Durch die Repetitionsrate ν und die Scangeschwindigkeit v_{scan} ergibt sich in den Scanlinien der Überlapp der Pulse d_{Puls} . Der Schraffurabstand, d. h. der Abstand der Scanlinien, ist d_{Spur} , siehe Abbildung 4.6. Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche hängt stark von den gewählten Bearbeitungsparametern ab. Um eine Oberfläche mit möglichst kleiner Rauigkeit zu erzeugen, müssen die Werte für d_{Puls} und d_{Spur} zwischen ca. 30 und 70 % des bearbeiteten Durchmessers d_{abtrag} sein [65, 66, 67].

Ein Sonderfall des flächigen Abtrags ist der Linienabtrag. Hierbei wird die abzutragende Geometrie so weit verschmälert, dass als laterale Geometrie nur noch eine Linie abgetragen wird.

5 Theorie Laserabtrag mit zeitlicher Modulation der Energiedeposition

5.1 Einflussgrößen auf den Laserabtrag mit zeitlich modulierter Energiedeposition

Die in Kap.4.1 und Kap.4.3 beschriebenen Vorgänge bei der Laserstrukturierung, wie z. B. Absorption, Aufschmelzung, Verdampfung, Metalldampf- bzw. Plasmabildung und Druckwellenausbreitung, treten genauso bei der Bearbeitung mit zeitlicher Modulation der Energiedeposition auf. Durch den Puls bzw. den Burst selbst wird die Bearbeitungsumgebung beeinflusst und konditioniert. Hierdurch treten neue Effekte auf, durch die das Bearbeitungsergebnis in Bezug auf Abtragsrate und Oberflächenqualität beeinflusst wird. Folgende Effekte werden durch die zeitliche Modulation der Energiedeposition geändert:

- Erwärmung des abzutragenden Materials
Durch einen ersten Puls im Burst bzw. durch die gewählte Pulsform wird das Material vorgeheizt. Hierdurch entstehen folgende Einflüsse auf den Abtrag:
 - Das Material muss weniger stark aufgeheizt werden bis es durch Verdampfung bzw. Schmelzaustrieb abgetragen werden kann. Durch geeignete *Vorheizung* wird der Abtrag schmelzdominiert, die Abtragsrate steigt [9, 11, 28, 36, 49].
 - Der *Absorptionsgrad* ist abhängig von der Temperatur des Materials. Der Absorptionsgrad von Stahl beispielsweise sinkt mit steigender Temperatur bis ca. 1000°C und steigt bei weiterer Temperatursteigerung wieder an [68, 69].
 - Die *Wärmeeindringtiefe* in das Material ist abhängig von der Dauer der Bestrahlung sowie der Temperaturleitfähigkeit des Materials, siehe Formel 4.2. Die Temperaturleitfähigkeit ändert sich mit der Temperatur des Werkstoffs. Für niedriglegierte Stähle sinkt die Temperaturleitfähigkeit mit steigender Temperatur von 0°C bis 650°C um 50 bis 70 %. Für den Stahl 1.4301 steigt die Temperaturleitfähigkeit von $3,9 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ bei 0°C auf $6,1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ bei 1000°C [70], was eine Steigerung der Wärmeeindringtiefe um 25 % bedeutet.
- Absorption der Laserpulse im Plasma bzw. im heißen Metalldampf
Beim Kurzpulsabtrag entsteht bereits während des Pulses durch den Abtrag ein Plasma bzw. heißer Metalldampf. Im Folgenden wird von Plasmen gesprochen, vergleiche

Kap. 12.3 im Anhang. In diesem Plasma wird ein Teil der Energie des Abtragspulses absorbiert [33, 52]. Für zeitlich kurz aufeinander folgende Pulse ist das Plasma bei den gewählten Intensitäten für den nachfolgenden Puls großteils absorbierend [33, 40, 49, 50, 53]. Durch die Absorption der Energie ergeben sich mehrere Effekte:

- Die veränderte *Absorption im Plasma* bewirkt zwei gegenläufige Effekte. Zum einen steht die Energie, die im Plasma absorbiert wird, nicht zur Absorption im Material zur Verfügung. Die Absorption im Plasma ist abhängig von der Intensität. So beträgt beispielsweise die Absorption für den Abtrag von Kupfer mit $\lambda = 266 \text{ nm}$ und $\tau = 5 \text{ ns}$ für den Einzelpulsabtrag $< 10 \%$ bei der Intensität $I = 5 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ wohingegen sie bei doppelter Intensität $I = 10^9 \text{ W/cm}^2$ bei 50% liegt [33]. Zum anderen wird durch diese zusätzlich absorbierte Energie dem Plasma weitere Energie zugeführt. Diese zusätzliche Energie wird entweder über Wärmeleitung oder Strahlung an die Umgebung abgegeben oder in kinetische Energie des Metaldampfes umgewandelt [22]. Der Metaldampf kann mehr Druck auf die Schmelze ausüben und den Schmelzaustrieb verstärken [13, 71].
- Die *Druckwellenausbreitung* ist abhängig von der Schallgeschwindigkeit im Umgebungsmedium, welche wiederum abhängig von Druck, Temperatur und Art der Umgebung ist [34, 72]. Die Schallgeschwindigkeit für ideales Gas v_{Schall} wird berechnet nach:

$$v_{\text{Schall}} = \sqrt{\frac{p \cdot \gamma}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma \cdot R}{M}} \cdot \sqrt{T} \quad (5.1)$$

mit p : Gasdruck, γ : adiabatischer Ausbreitungskoeffizient, ρ : Gasdichte, M : molare Masse, R : allgemeine Gaskonstante und T : Temperatur.

Bei der Bearbeitung mit Mehrfachpulsen breitet sich das Plasma des nachfolgenden Pulses in der heißen Atmosphäre des vorangegangenen Pulses aus. Durch die größere Schallgeschwindigkeit im heißen Medium ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der nachfolgenden Druckwelle größer [34]. Das abgetragene Material wird schneller von der Oberfläche entfernt und die Menge des Debris an der Abtragsstelle verkleinert.

- *Interaktion des heißen Metaldampfs mit der Oberfläche*

Durch den Metaldampf wird Druck auf die Oberfläche ausgeübt [13, 71] und Energie an das Material abgegeben [22]. Hierdurch wird die Qualität der bearbeiteten Oberfläche beeinflusst. Die Beeinflussung der Qualität kann sowohl positiv, d. h. glättend, als auch negativ, d. h. aufräudend, auf die Oberfläche wirken. Wie diese Interaktion des Plasmas mit der Oberfläche ausfällt, ist zu bestimmen.

In der vorliegenden Arbeit werden drei verschiedene zeitliche Energiemodulationen untersucht: variierte Pulsform, Vor- oder Nachheizpuls und Bursts, siehe Abbildung 3.1 in Kapitel 3. Durch diese zeitlichen Energiemodulationen sollen die oben aufgeführten Einflüsse (Vorheizung, Absorptionsgrad, Wärmeeindringtiefe, Absorption im Plasma, Druckwellenausbreitung sowie In-

teraktion des Plasmas mit der Oberfläche) auf die Materialbearbeitung beobachtet und bewertet werden. Die Einflussfaktoren, Zielgrößen und deren Einfluss auf die Materialbearbeitung sind schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt.

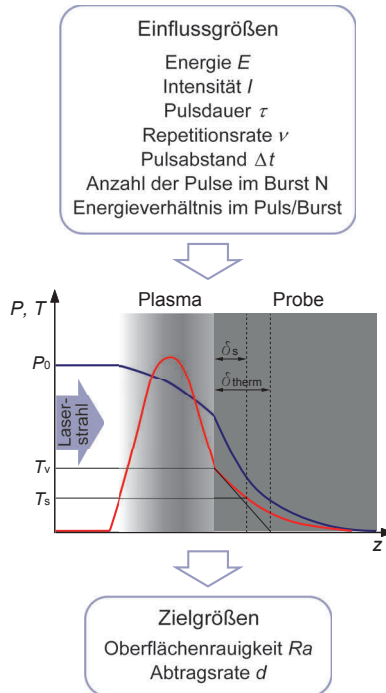


Abbildung 5.1: Untersuchte Einfluss- und Zielgrößen sowie deren Einfluss auf die Materialbearbeitung bei zeitlicher Modulation der Energiedeposition. Die blaue Kurve gibt qualitativ den Verlauf der eingestrahlenen Leistung, die rote Kurve den der Temperatur in der Probe sowie deren Umgebung. (δ_{therm} : thermische Eindringtiefe, δ_s : Schmelzfilmdicke)

In der vorliegenden Arbeit werden folgende Thesen aufgestellt und überprüft:

- Die oben aufgeführten Faktoren beeinflussen die Bearbeitung mit zeitlicher Variation der Energiedeposition unterschiedlich stark.
- Die wichtigsten Effekte sind die Vorheizung des Materials, die Wärmeeindringtiefe und die Absorption des Pulses im Plasma. Diese Effekte zusammen führen zu einer Vergrößerung des Schmelzaustriebs und somit zu einer Vergrößerung der Abtragsrate.

- Die Effekte Absorptionsgrad und Druckwellenausbreitung spielen eine untergeordnete Rolle.
- Der Effekt der Interaktion des heißen Metaldampfs mit der Oberfläche hängt davon ab, wie lang bzw. nach welcher Zeit das Plasma wieder aufgeheizt wird.

Durch die Variation der Pulsform im ns-Bereich (siehe Abbildung 3.1 links in Kapitel 3) wird in erster Linie die Absorption im Plasma, das durch den Bearbeitungspuls generiert wird, und damit die für den Abtrag direkt zur Verfügung stehende Energie beeinflusst. Je größer die Intensität bzw. der Intensitätsanstieg zu Beginn des Pulses ist, desto schneller wird das Plasma für den Laserpuls optisch dicht. Damit steht weniger Energie direkt für die Bearbeitung zur Verfügung und das Plasma wird stärker aufgeheizt.

Bei der Untersuchung von Vor- bzw. Nachheizpulsen (siehe in Kapitel 3 Abbildung 3.1 Mitte) werden identische, jedoch zeitlich umgedrehte Pulse verwendet. Im Falle des Vorheizpulses wird das Material bereits aufgewärmt, dann mit dem eigentlichen Abtragspuls abgetragen. Von der Energie des Abtragspulses muss weniger aufgewendet werden, um das Material aufzuheizen und aufzuschmelzen. Der Abtrag ist somit effektiver. Bei der Verwendung von Nachheizpulsen wird das Material mit dem Abtragspuls abgetragen, mit dem Heizanteil des Pulses das Plasma aufgeheizt. Durch das Nachheizen des Plasmas wird dieses länger erhitzt. Durch den Druck, den der Metaldampf auf die Probenoberfläche ausübt, wird die entstandene Schmelze effektiver ausgetrieben. Durch den Vergleich des Abtragsverhalten bei der Verwendung von Vorheiz- bzw. Nachheizpulsen wird der Einfluss von Vorheizung und Plasmaheizen (Absorption im Plasma) unterschieden.

Bei der Untersuchung von Bursts (siehe Abbildung 3.1 rechts in Kapitel 3) werden je nach Abstand der Pulse im Burst verschiedene Einflüsse unterschiedlich stark hervorgerufen. Folgen zwei Pulse im Burst aufeinander, so sinken mit steigendem Pulsabstand sowohl die Vorheizung des Materials als auch die Absorption im Plasma. Bei drei oder mehr aufeinander folgenden Pulsen hängt durch die größere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckwelle und des Plasmas die Absorption im Plasma zusätzlich von der Anzahl der vorangegangenen Pulse ab sowie von der Summe der Pulsabstände. Zusätzlich kann hier der Einfluss der erneuten Aufheizung des Plasmas auf die Rauigkeit der bearbeiteten Oberfläche genauer untersucht werden.

5.2 Bestimmung der Oberflächentemperatur

Bei der Bearbeitung mit Pulsbursts ist der Zustand der Probenoberfläche für den nachfolgenden Puls von Interesse, da er die Absorption und das Abtragsverhalten beeinflusst. Aus dem Abkühlverhalten aus Formel 4.1 kann die Temperatur der Probe nach einem Puls abgeschätzt werden.

Für die Abschätzung der Abkühlung der Probenoberfläche nach dem Heizen durch Laserpulse stehen verschiedene Ansätze zur Verfügung. Der Temperaturgradient in der Probe nach Ende des Laserpulses kann auf zwei Arten bestimmt werden: Zum einen kann die Aufheizung

der Probe während des Pulses abgeschätzt werden, was bei dem Einsatz beliebiger Pulsformen schwierig zu berechnen ist. Zum anderen kann aus der Abtragtiefe eines einzelnen Laserpulses zusammen mit der Wärmeindringtiefe als Anfangsparameter auf das Temperaturprofil rückgeschlossen werden. Die Funktion der Temperaturverteilung in der Probe ist dabei bekannt. Bei dieser Methode wird davon ausgegangen, dass auf der Probenoberfläche am Ende des Laserpulses Verdampfungstemperatur vorliegt.

Für die Abschätzung der Abkühlzeiten werden in dieser Arbeit beide Methoden verwendet. Für die Bearbeitung mit ns-Pulsen und ns-Bursts wird die Temperatur durch die Eindringtiefe als Anfangsparameter bestimmt. Für die Bearbeitung mit kleineren Pulsdauern ist diese Methode nicht verwendbar, da hier bei Beendigung des Laserpulses die angenommene Temperaturverteilung in der Probe vorliegen muss. Bei der Bearbeitung mit ultrakurzen Pulsen wird die Energie erst nach Ende des Pulses von den Elektronen an das Gitter abgegeben [21]. Für die Bearbeitung mit ps-Pulsen und ps-Bursts wird die Abkühlung der Probenoberfläche durch die Aufheizung durch den Puls abgeschätzt. Diese Abschätzung ist gültig für Zeiten, die viel größer als die Elektronen-Photonen-Wechselwirkungszeit sind. Da nur Zeiten für Pulsabstände im Bereich größer 20 ns von Interesse sind, kann hier mit dem klassischen Modell gerechnet werden.

Bei den hier durchgeführten Abschätzungen der Probenabkühlung wird als Vereinfachung nicht auf die Schmelz- oder Verdampfungsenthalpie eingegangen.

5.2.1 Abkühlung mit Eindringtiefe als Anfangsparameter

Nach Beendigung des Laserpulses fällt die Temperatur der Probe ab. Dieser Temperaturabfall kann für eindimensionale Wärmeleitung mit Formel 5.2 beschreiben werden, wobei hier zum Zeitpunkt $t = 0$ der Puls endet:

$$T(z, t) = T_v \sqrt{\pi \frac{t + \tau_0}{\tau_0}} \cdot \operatorname{ierfc} \left[\frac{z}{\sqrt{4 \cdot \kappa \cdot (t + \tau_0)}} \right] - T_v \sqrt{\pi \frac{t}{\tau_0}} \cdot \operatorname{ierfc} \left[\frac{z}{\sqrt{4 \cdot \kappa \cdot t}} \right] \quad (5.2)$$

mit T_v Verdampfungstemperatur, κ : Temperaturleitfähigkeit, τ_0 : Rechteckpulsdauer, z : Materialtiefe und $\operatorname{ierfc}(x)$: integrierte Fehlerfunktion.

Diese Abschätzung mit eindimensionaler Wärmeleitung kann durchgeführt werden, wenn die Abtragtiefe je Puls klein im Vergleich zum Fokusbereich ist. Die Nullpunkts-Tangente für $t = 0$ dieser Kurve schneidet die z -Achse bei der Wärmeindringtiefe δ_{therm} , siehe Formel 4.2. Als Anfangsbedingung zur Berechnung der Temperaturverteilung kann somit die Eindringtiefe Q_0 laut Formel 5.3,

$$Q_0 \leq \sqrt{4 \cdot \kappa \cdot \tau_0} \quad (5.3)$$

verwendet werden. Diese Eindringtiefe die angibt, wie tief das Material während des Pulses über Verdampfungstemperatur aufgeheizt und entfernt wurde, muss experimentell bestimmt werden. Für die Bestimmung der Abkühlung der Oberflächentemperatur wird eine untere Gren-

ze und eine obere Grenze abgeschätzt. Für die obere Temperaturgrenze wird angenommen, dass die Eindringtiefe gleich der Wärmeeindringtiefe ist, d. h. $Q_0 = \delta_{therm}$. Als untere Grenze wird angenommen, dass die im Versuch gemessene Eindringtiefe, wie in [18] dargestellt, bei 50 % von δ_{therm} liegt, d. h. $Q_0 = 0,5 \cdot \delta_{therm}$.

Zusätzlich wird angenommen, dass auf der Probenoberfläche zu Ende des Pulses Verdampfungstemperatur vorliegt.

Da die Ursprungstangente von Formel 5.2 die x-Achse bei der Wärmeeindringtiefe δ_{therm} schneidet, kann als Anfangsbedingungen gesetzt werden:

- obere Grenze: $Q_0 = \sqrt{4 \cdot \kappa \cdot \tau_0}$
- untere Grenze: $Q_0 = 0,5 \cdot \sqrt{4 \cdot \kappa \cdot \tau_0}$
- Temperatur auf der Oberfläche $T(0, t) = T_v$

Damit ergibt sich für die Temperaturverteilung Formel 5.4:

$$T(0, t) = T_v \left(-\sqrt{\frac{4 \cdot t \cdot \kappa}{Q_0^2}} + \sqrt{1 + \frac{4 \cdot t \cdot \kappa}{Q_0^2}} \right) \quad (5.4)$$

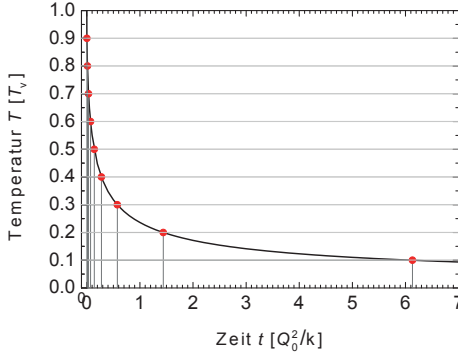
Aus den Messdaten der Versuche muss zur Abschätzung der Abkühlung die Eindringtiefe bestimmt werden. Dies lässt sich durch Formel 5.5 bestimmen:

$$Q_0 = \kappa / v_{Abtrag} \quad (5.5)$$

wobei v_{Abtrag} die Abtragungsgeschwindigkeit, d. h. die gemittelte Geschwindigkeit ist, mit der der Abtrag während der Pulsdauer in die Probe vordringt. Damit errechnet sich die Abtragungsgeschwindigkeit pro Puls aus $v_{Abtrag} = z_{abtr} / \tau$ mit z_{abtr} : Abtragstiefe pro Puls. Die Abtragstiefe wird aus den Abtragungsergebnissen bestimmt. Für den Linienabtrag wird die Abtragstiefe bestimmt aus $z_{abtr} = (A_{Querschnitt} \cdot v_{Scan}) / (v \cdot w_0^2 \cdot \pi)$, für den Flächenabtrag aus $z_{abtr} = (d \cdot d_{Spur} \cdot v_{Scan}) / (v \cdot w_0^2 \cdot \pi)$. Dabei sind $A_{Querschnitt}$: Querschnittsfläche, d : Abtrag pro Schicht, d_{Spur} : Abstand der Scanlinien, v_{Scan} : Scangeschwindigkeit, v : Repetitionsrate und w_0 : Fokusedurchmesser.

Diese Berechnungen gehen von einer Bearbeitung mit einem einzigen Puls bzw. Burst aus. Eine eventuell vorhandene Erwärmung der Probe durch Bearbeitung mit mehreren Pulsen hintereinander wird nicht betrachtet.

Der Verlauf der Temperatur über die Zeit kann in Abhängigkeit der Eindringtiefe Q_0 und der Temperaturleitfähigkeit κ allgemein angegeben werden, siehe Abbildung 5.2 links für T/T_v in Abhängigkeit von $t / \left[\frac{Q_0^2}{\kappa} \right]$. Die Zeit, für den Abfall der Temperatur in 10 % Schritten normiert auf Q_0^2 / κ , ist Abbildung 5.2 rechts zu entnehmen.



Prozent der Anfangstemperatur [T_v]	Zeit [Q_0^2/k]
10	6,13
20	1,44
30	0,575
40	0,276
50	0,141
60	0,0711
70	0,0332
80	0,0127
90	0,00279

Abbildung 5.2: Links: Allgemeiner Verlauf der Oberflächentemperatur über die Zeit in Abhängigkeit der Eindringtiefe Q_0 und der Temperaturleitfähigkeit κ . Der Temperaturverlauf wird nur aus der Abtragstiefe und der Abkühlkurve nach Formel 5.2 berechnet. Rechts: Berechnungstabelle für den Temperaturabfall der Probenoberfläche auf n -mal 10 % von der Anfangstemperatur in Abhängigkeit der Eindringtiefe Q_0 und der Temperaturleitfähigkeit κ . Der Temperaturverlauf wird nur aus der Abtragstiefe und der Abkühlkurve berechnet.

5.2.2 Aufheizung und Abkühlung

Werden die Aufheizung und die Abkühlung der Probe durch bzw. nach Bestrahlung mit einem Rechteckpuls berechnet, so gilt für die Temperatur der Probe laut Formel 4.1:

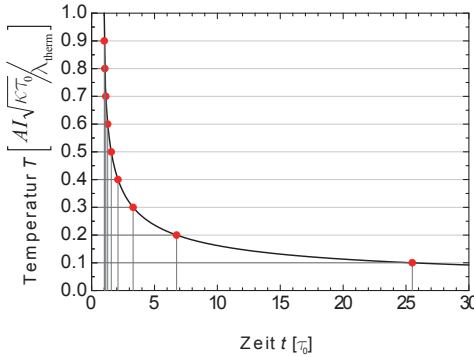
$$T(z, t) = \begin{cases} \frac{A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \tau_0}}{\lambda_{therm}} \sqrt{\pi \frac{t}{\tau_0}} \cdot ierfc\left(\frac{z}{\sqrt{4\kappa t}}\right) & t \leq \tau_0 \\ \frac{A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \tau_0}}{\lambda_{therm}} \sqrt{\pi \frac{t}{\tau_0}} \cdot ierfc\left(\frac{z}{\sqrt{4\kappa t}}\right) - \frac{A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \tau_0}}{\lambda_{therm}} \sqrt{\pi \frac{t - \tau_0}{\tau_0}} \cdot ierfc\left(\frac{z}{\sqrt{4\kappa(t - \tau_0)}}\right) & t > \tau_0 \end{cases} \quad (5.6)$$

Diese Abschätzung mit eindimensionaler Wärmeleitung kann durchgeführt werden, wenn die Abtragstiefe pro Puls klein im Vergleich zum Fokussdurchmesser ist.

Zur Berechnung der Temperatur der Probenoberfläche wird die erste Zeile aus Formel 5.6 eingesetzt. Für die Abkühlung auf der Probenoberfläche wird $z = 0$ gesetzt. Damit ergibt sich für die Temperatur auf der Probenoberfläche am Ende des Pulses:

$$T(0, \tau_0) = \frac{A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \cdot \tau_0}}{\lambda_{therm}} \quad (5.7)$$

Zur verallgemeinerten Darstellung des Temperaturabfalls unabhängig von Material-Konstanten oder der eingesetzten Pulsdauer wird die Temperatur mit $((A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \cdot \tau_0}) / \lambda_{therm})$ normiert, d. h. als $T(0, t) / ((A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \cdot \tau_0}) / \lambda_{therm})$ angegeben. Die Zeit wird auf die Pulsdauer τ_0 normiert, d. h. als t / τ_0 angegeben.



Prozent der Anfangstemperatur $\left[\frac{AI\sqrt{\kappa\tau_0}}{\lambda_{\text{therm}}} \right]$	Zeit $[\tau_0]$
10	25,50
20	6,76
30	3,30
40	2,10
50	1,56
60	1,28
70	1,13
80	1,05
90	1,01

Abbildung 5.3: Links: Allgemeiner Verlauf der Temperatur normiert auf $\left(\frac{A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \cdot \tau_0}}{\lambda_{\text{therm}}}\right)$ über die Zeit in Abhängigkeit der Pulsdauer. Der Temperaturverlauf wird aus Aufheizung und Abkühlung nach Bestrahlung mit einem Rechteckpuls der Pulsdauer τ_0 berechnet. Rechts: Berechnungstabelle für den Temperaturabfall der Probenoberfläche auf n-mal 10 % von der Anfangstemperatur normiert auf $\left(\frac{A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \cdot \tau_0}}{\lambda_{\text{therm}}}\right)$. Der Temperaturverlauf wird aus Aufheizung und Abkühlung nach Bestrahlung mit einem Rechteckpuls der Pulsdauer τ_0 berechnet.

Hiermit ergibt sich für die Abkühlung der Probenoberfläche die normierte Formel

$$T(0, t) / \left(\frac{A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \cdot \tau_0}}{\lambda_{\text{therm}}} \right) = \sqrt{\frac{t}{\tau_0}} - \sqrt{\frac{t}{\tau_0} - 1} \quad (5.8)$$

Die normierte Abkühlkurve und die zur Berechnung notwendigen Daten, aus der die Temperatur und die Abkühlzeiten bestimmt werden können, sind in Abbildung 5.3 links dargestellt. Der Abfall der Temperatur in 10 % Schritten normiert auf $\left(\frac{A \cdot I \cdot \sqrt{\kappa \cdot \tau_0}}{\lambda_{\text{therm}}}\right)$ in Abhängigkeit der Zeit, normiert auf τ_0 , ist Abbildung 5.3 rechts zu entnehmen.

Zur Berechnung der Abkühlung der Probenoberfläche bei der Bearbeitung mit ps-Pulsen und ps-Bursts wird die hier dargestellte Methode verwendet. Dabei sind die errechneten Temperaturen für die ersten Nanosekunden nach dem Puls nicht korrekt, für eine korrekte Ermittlung müsste das Zwei-Temperatur-Modell verwendet werden. Da nur Zeiten $t > 20$ ns für die Bearbeitung von Interesse sind, kann diese Berechnung in der vorliegenden Arbeit zur Ermittlung der Temperatur verwendet werden.

Die Berechnungen der Temperatur gehen von einer Bearbeitung mit einem einzigen Puls bzw. Burst aus. Eine eventuell vorhandene Erwärmung der Probe durch Bearbeitung mit mehreren Pulsen hintereinander wird nicht betrachtet.

5.3 Vergleichbarkeit der Bearbeitungsergebnisse

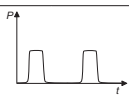

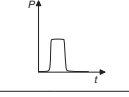

Die in Kap.5.1 beschriebenen Effekte müssen unabhängig voneinander betrachtet werden, um deren Einfluss auf das Bearbeitungsergebnis bestimmen zu können. Bei der Strukturierung mit zeitlicher Modulation der Energiedeposition werden immer mehrere relevante Bearbeitungsparameter gleichzeitig variiert. Dies betrifft z. B. die Pulsenergie, die Pulsdauer, die Intensität sowie die Bearbeitungsumgebung. Daher werden immer die Ergebnisse mehrerer Bearbeitungen miteinander verglichen, bei denen jeweils einer der Parameter variiert wird.

Beispielhaft ergeben sich für den Vergleich des Bearbeitungsergebnisses eines symmetrischen Doppelpuls-Bursts mit einem Einzelpuls folgende Vergleichsmöglichkeiten, siehe Tabelle 5.1:

- Variation der Intensität
 Bearbeitung bei konstanter Gesamtenergie und konstanter Pulsdauer.
 Die Intensität des Vergleichs-Einzelpulses ist doppelt so groß wie die der beiden Pulse im Burst.

- Variation der Burstenergie
 Bearbeitung bei konstanter Pulsintensität der einzelnen Pulse und konstanter Pulsdauer.
 Die Energie des Vergleichs-Einzelpulses ist halb so groß wie die Burstenergie.

Tabelle 5.1: Beeinflussende Bearbeitungsparameter bei der Materialbearbeitung mit zeitlich variierender Energie. Zur Bestimmung der Einflussparameter müssen zum Vergleich alle Parameter einzeln variiert werden. Hier beispielhaft dargestellt, für die Bearbeitung mit einem Doppelpuls-Burst, die vergleichenden Versuche mit Einzelpuls-Burst bei variiert Intensität, Energie und Pulsdauer.

Modulation	Darstellung	relative Intensität	relative Burstenergie	relative Pulsdauer
Doppelpuls-Burst		1	1	1
variierte Intensität		2	1	1
variierte Energie		1	0,5	1
variierte Pulsdauer		1	1	2

- Variation der Pulsdauer

Bearbeitung bei konstanter Burstenergie und konstanter Intensität aller Pulse.

Die Pulsdauer des Vergleichs-Einzelpulses ist doppelt so groß wie die der beiden Pulse im Burst.

Um den Einfluss der zeitlichen Variation der Intensität auf den Abtrag zu bestimmen, werden immer mehrere Vergleiche durchgeführt. Hierdurch ist es möglich, die Einflüsse der Parameter Intensität, Burstenergie und Pulsdauer getrennt zu betrachten und den Einfluss der Variation der Pulsform darzustellen. Eine Variation aller Bearbeitungsparameter, insbesondere der Pulsdauer, anhand einer Laserstrahlquelle, ist mit den am Markt verfügbaren Geräten aus technischen Gründen nicht immer möglich.

6 Systemtechnik zur Erzeugung zeitlicher Modulation beim Laserabtrag

6.1 Erzeugung von Pulsen mit zeitlicher Modulation der Energie

Zur Erzeugung von Pulszügen mit variabler zeitlicher Intensität stehen mehrere Möglichkeiten zur Verfügung: die Überlagerung mehrerer Laserstrahlen sowie die Verwendung spezieller Laserstrahlquellen mit interner Pulsmodulation.

Durch die Überlagerung mehrerer Laserstrahlen ist es möglich, beliebige Pulszüge aus den Einzelpulsen zu erzeugen, siehe Abbildung 6.1. Diese überlagerten Laser werden extern getriggert [56]. Alternativ kann ein Pulszug über die Aufteilung eines Laserstrahls entstehen, dessen Teilstrahlen über Verzögerungsstrecken zeitlich zueinander verschoben und anschließend wieder überlagert werden [39, 49, 51].

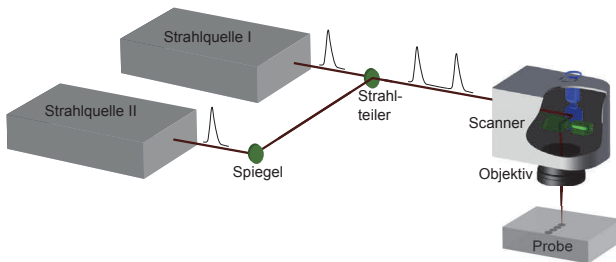


Abbildung 6.1: Aufbau zur Erzeugung von Doppelpuls-Bursts durch die räumliche Überlagerung von zwei Laserstrahlen. Durch einen Strahlteiler werden die beiden Laserstrahlen überlagert.

Eine weitere Möglichkeit stellen Laser mit interner Intensitätsmodulation dar. Diese interne Intensitätsmodulation kann z. B. durch einen stufenweise geschalteten Güteschalter [12] geschehen, wobei die im Resonator gespeicherte Energie durch die stufenweise Schaltung des

Güteschalters als zeitlich modulierter Bursts abgegeben wird. Eine Alternative bieten MOPA-Aufbauten (Master Oszillator Power Amplifier). Die Erzeugung von Pulsen mit zeitlicher Energievariation im Modulator kann auf unterschiedliche Arten erfolgen:

- Aus einem Seed-Oszillator mit großer Repetitionsrate, z. B. $\nu = 50$ MHz, werden mehrere Pulse direkt hintereinander ausgekoppelt und verstärkt. Hierdurch entstehen Bursts mit beispielsweise 20 ns Pulsabstand [73].
- Aus einem cw-Laserstrahl werden modulierte Pulse mit einer vorgegebenen Pulsform ausgeschnitten [74]. Diese Pulse werden in einem nachfolgenden Verstärker nachverstärkt.
- Die Pulsform wird direkt über die zeitliche Modulation des Steuersignals einer Seeddiode vorgegeben [75]. Dieser modulierte Puls wird nachfolgend im Verstärker nachverstärkt.

Die verschiedenen Arten der Erzeugung von Pulszügen mit zeitlicher Energievariation weisen unterschiedliche Eigenschaften auf. Bei der Überlagerung mehrerer Laserstrahlen treten Energieverluste durch Strahlteiler auf. Zwei Laserstrahlen können bei gekreuzter Polarisation nahezu verlustfrei überlagert werden. Sobald mehr Laserstrahlen überlagert werden sollen, treten immer größere Verluste auf. Die zeitliche Variation der Intensität stellt eine Kombination der überlagerten Pulse dar. Eine Kombination unterschiedlicher Pulsdauern, Pulsformen oder Wellenlängen kann realisiert werden. Zusätzlich können diese überlagerten Laserstrahlen unterschiedliche Strahldurchmesser, Divergenzen und Fokusbereiche aufweisen.

Bei der Verwendung von Lasern mit interner Erzeugung der zeitlichen Energievariation sind die Variationsmöglichkeiten in Bezug auf Pulsdauer, Pulsform, Möglichkeit der Bursterzeugung sowie des Abstands der Pulse im Burst durch den verwendeten Laser selbst vorgegeben. Alle Pulse werden im gleichen Laser erzeugt und danach im gleichen Strahlengang fokussiert. Dadurch ergeben sich für alle Pulse die gleiche Wellenlänge, Fokusbereiche und Fokusbereiche. Je nach Aufbau des Lasers ist es möglich, die Energie im Puls beliebig zeitlich zu variieren oder Pulsbursts zu erzeugen. Allerdings gibt es nur wenige kommerzielle Laser, die eine Option zur zeitlichen Variation der Intensität bieten. Diese sind oft Prototypen bzw. Einzelexemplare, die meist teurer als andere kommerzielle Systeme sind.

6.2 Verwendete Aufbauten

Für die hier vorgestellten Laserbearbeitungen werden verschiedene Aufbauten eingesetzt. Zum einen wird ein Aufbau mit zwei überlagerten Lasern verwendet, zum anderen werden drei verschiedene Laser eingesetzt, mit denen eine interne Pulsformung durchgeführt werden kann. Die Spezifikationen der eingesetzten Laser sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Diese Laser werden je nach maximaler Repetitionsrate des Lasers in unterschiedlichen Bearbeitungsstationen eingesetzt. Für die Bearbeitung mit kleiner Repetitionsrate $\nu = 10$ Hz wird ein Aufbau mit verfahrenender Probe und einer Festoptik der Brennweite $f = 50$ mm verwendet.

Tabelle 6.1: Spezifikationen der in dieser Arbeit verwendeten Laser

Laser Nr.	Laser 1	Laser 2	Laser 3	Laser 4	Laser 5
Name	Yagmaster	Tempest-20	HY1200	Pyroflex 10-532	Superrapid
Hersteller	GSI Lumonics	Polytec GmbH	GSI Lumonics	PyroPhotonics	LumeraLaser GmbH
Wellenlänge	1064 nm	1064 nm	1064 nm	532 nm	1064 nm
Pulsdauer	12 ns	3 – 5 ns	12 – 80 ns	1 – 400 ns	12 ps
Repetitionsrate	30 Hz	50 Hz	30 Hz	500 kHz	640 kHz
Pulsformung	überlagerte Strahlen	überlagerte Strahlen	interne Pulsformung: Bursts maximal $N = 6$ Pulse pro Burst $\Delta t = 250$ ns bis 80μ s	interne Pulsformung: zeitliche Intensität in ns-Schritten zwischen 0 % und 100 % frei einstellbar	interne Pulsformung: Bursts N frei wählbar ein Pulsabstand je Burst $\Delta t = n \cdot 20$ ns alle anderen $\Delta t = 20$ ns
Strahlbewegung	Festoptik mit verfahrenen Achsen	Festoptik mit verfahrenen Achsen	Festoptik mit verfahrenen Achsen	Scanneraufbau	Scanneraufbau

Hierbei kommen die Laser 1 bis 3 aus Tabelle 6.1 mit Wellenlänge $\lambda = 1064$ nm, Pulsdauern im Bereich $\tau = 3$ bis 80 ns, Burstenergien $E_B = 0,25$ bis 2 mJ bei der Repetitionsrate $\nu = 10$ Hz zum Einsatz. Die Probe wird mittels eines 3-Achs-Systems mit der Geschwindigkeit $v_{scan} = 4$ bzw. 10 mm/min verfahren. Dieser Aufbau wird zum einen mit zwei überlagerten Laserstrahlen verwendet, zum anderen mit einem Laser mit Burstfunktion. Der Pulsabstand Δt im Burst wird zwischen 20 ns und 80μ s variiert.

Für Laser mit großer Repetitionsrate $\nu = 50$ bis 100 kHz wird ein Aufbau mit Scanner zur Bewegung des Laserstrahls verwendet. Dieser Aufbau wird für die Laser 4 und 5 aus Tabelle 6.1 mit Wellenlänge $\lambda = 1064$ und 532 nm, Pulsdauern im Bereich $\tau = 12$ ps bzw. 7 bis 400 ns und Burstenergie im Bereich $E_B = 1$ bis 50μ J verwendet. Bei der Untersuchung von Bursts wird der Pulsabstand Δt zwischen 10 ns und 5μ s variiert. Die Probe wird über ein Achssystem positioniert, der Laserstrahl wird durch den Scanner mit einer Scangeschwindigkeit $v_{scan} = 200$ bis 400 mm/s bewegt. Der Strahl wird mit einer Linse (telezentrisches f- Θ -Objektiv mit $f = 100$ mm für $\lambda = 532$ nm; Linse mit Brennweite $f = 120$ bzw. 160 mm für $\lambda = 1064$ nm) auf die Probenoberfläche fokussiert. Zur Messung der Standardabweichung des Abtrags pro Schicht wird, so in der verwendeten Anlage möglich, alle 10 Schichten die Abtragtiefe bestimmt. Für den Abtrag werden in dieser Anlage 200 Schichten abgetragen, die Standardabweichung wird aus 20 Messpunkten berechnet.

Zur Prozessbeobachtung wird die Ausbreitung der Plasmen bzw. Druckwellen aufgenommen, die bei der Bearbeitung mit Puls-Bursts entstehen. Die Ausbreitung der Plasmen wird parallel zur Probenoberfläche mit einer Highspeed ICCD Kamera (4Picos, Stanford Computer Optics) mit einer minimalen Verschlusszeit $t_{exp} = 0,2$ ns aufgenommen, siehe Abbildung 6.2. Das Plasma wird mit einem 10-fach bzw. 50-fach Mikroskop-Objektiv auf die Kamera abgebildet, was einer Auflösung $A_{Kamera} = 2,5$ bzw. $0,6$ $\mu\text{m}/\text{Pixel}$ entspricht. Dabei wird das Eigenleuchten des Plasmas in Luftumgebung aufgenommen, die verwendete ICCD Kamera hat eine spektrale Empfindlichkeit von 120 bis 1300 nm. Die Fokussierung wird je nach untersuchtem Laser mit den oben beschriebenen Versuchsaufbauten durchgeführt. Für die Plasmabeobachtung wird immer die Probe bewegt, der Laserstrahl bleibt still stehen. Die Scangeschwindigkeit für die Aufnahmen beträgt $v_{scan} = 18$ bzw. 75 mm/min, so dass jeder Puls bei der verwendeten Repetitionsrate $\nu = 10$ bzw. 25 Hz auf eine neue Probenstelle trifft.

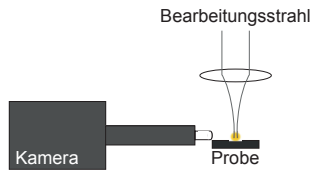


Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau zur Bestimmung der Plasmaausbreitung

Die Druckwellenausbreitung wird mit einem Schattenaufbau und der gleichen Highspeed ICCD Kamera aufgenommen, siehe Abbildung 6.3. Diese Aufnahmen werden, wie die Plasmaausbreitung, anhand von Einzelpulsbearbeitungen parallel zur Probenoberfläche aufgenommen. Diese Aufnahmen werden im Versuchsaufbau mit verfahrender Probe bei Einsatz der Laser 1 und 2 aus Tabelle 6.1 durchgeführt. Für die Druckwellenbeobachtung wird die Probe mit einer Scangeschwindigkeit $v_{scan} = 18$ mm/min bewegt, so dass bei einer Repetitionsrate $\nu = 10$ Hz jeder Puls auf eine neue Probenoberfläche trifft. Die Auflösung der Schattenaufnahmen ist $A_{Kamera} = 5,8$ bzw. $7,9$ $\mu\text{m}/\text{Pixel}$.

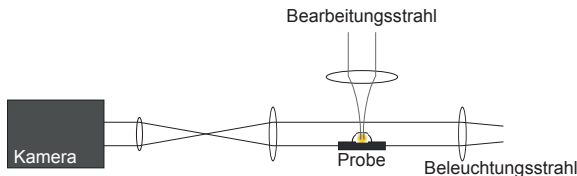


Abbildung 6.3: Schematischer Aufbau zur Bestimmung der Druckwellenausbreitung

6.3 Probenmaterial

Für die Versuche werden Metalle verwendet, zum einen gewalztes Edelstahlblech (1.4301), zum anderen der Stahl C75 (1.0605). Die Oberfläche des Edelstahls wird vor der Bearbeitung nicht vorbehandelt, der Stahl C75 wird vor der Strukturierung geschliffen. Die Rauigkeit der Oberfläche aller Proben vor der Laserstrukturierung liegt bei $Ra = 0,3 - 0,4 \mu\text{m}$.

7 Materialabtrag mit zeitlicher Modulation der Energiedeposition

7.1 Untersuchte Zielgrößen

Um die Laserstrukturierung z. B. von Metallen industriell noch effektiver einsetzen zu können, muss der Abtragsprozess in Bezug auf

- Abtragsrate und
- Oberflächenrauigkeit der strukturierten Oberfläche

weiter optimiert werden. Ziel der Untersuchungen ist, den Einfluss der in Kap.5.1 dargestellten Einflussgrößen Vorheizung, Absorptionsgrad, Wärmeeindringtiefe, Absorption im Plasma, Druckwellenausbreitung und Interaktion des Metaldampfes mit der Oberfläche in Bezug auf den Abtragsprozess, die Abtragsrate und die Oberflächenqualität zu bewerten.

Für einen industriellen Einsatz müssen die Bearbeitungsparameter dahingehend optimiert werden, dass die Abtragsrate gegenüber den Standardverfahren vergrößert und die Oberflächenrauigkeit der strukturierten Flächen verkleinert wird. In den hier vorgestellten Untersuchungen werden in erster Linie die Einflussgrößen untersucht. Ziel ist nicht, die Prozessparameter (z. B. Scangeschwindigkeit, Spurbstand, usw.) weiter in Bezug auf ein optimales Strukturierungsergebnis zu optimieren. Daher werden innerhalb der einzelnen Messreihen die Prozessparameter soweit wie möglich konstant gehalten. Die Strukturierungen werden immer bei gleicher eingebrachter Flächenenergie verglichen. Um die Flächenenergie konstant zu halten, wird bei dem Vergleich mit geänderter Pulsenergie die Anzahl der Überfahrten angepasst.

Die Abtragsrate wird, je nach verwendetem Aufbau, auf unterschiedliche Arten definiert. Ein wichtiges Kriterium für die Bewertung der Effektivität des Abtrags ist das insgesamt abgetragene Volumen. Der betrachtete Abtragsparameter für die Abtragsrate stellt daher ein Äquivalent zu dem pro Puls abgetragenen Volumen dar.

Bei Verwendung des Aufbaus mit verfahrenender Probe werden Linienabträge durchgeführt. Hierbei werden Tiefe und Querschnittsfläche der abgetragenen Spur mittels Weißlicht-Interferenz-Mikroskopie bestimmt. Als Vergleich der Abtragsvolumina ist bei konstanter Scangeschwindigkeit nur die Querschnittsfläche der abgetragenen Spur geeignet, da sich die Breite und Querschnittsgeometrie der Spuren mit den Abtragsparametern ändert. Die applizierte Streckenenergie wird beim Linienabtrag konstant gehalten.

Bei Verwendung des Scanneraufbaus werden Gesenke abgetragen. Diese werden durch mäanderförmig schraffierte Schichten abgetragen, die Gesamtzahl der Schichten liegt zwischen 50 und 200 je Gesenk. Die Schraffurrichtung wird von Schicht zu Schicht um 90° gedreht. Als Äquivalent für den Volumenabtrag wird hier der Abtrag pro Schicht d verglichen. Die pro Fläche applizierte Energie wird konstant gehalten. Die Gesenktiefe wird entweder nach dem Abtrag als Gesamttiefe per Mikroskopie oder während des Abtrags jeweils nach 10 abgetragenen Schichten mittels Messtaster bestimmt.

Die Oberflächenrauigkeit der strukturierten Oberfläche wird nur für den Flächenabtrag bewertet. Die Oberflächenrauigkeit wird in Form des Mittenrauwert R_a angegeben. Die Rauigkeit wird mittels Weißlicht-Interferenz-Mikroskopie (NewView 200, ZygoLOT) gemessen. In einem strukturierten Feld wird die Rauigkeit über 9 parallele Linien gemittelt, das Messfenster weist dabei die Größe $0,7 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm}$ auf. Vor der Messung werden die Proben in 10 %-iger Salzsäure gereinigt. Da im industriellen Einsatz meist glatte Oberflächen benötigt werden, werden im Folgenden glättende Effekte als positiv und aufrauende Effekte als negativ bezeichnet.

In den nachfolgend dargestellten Ergebnisgraphen ist zur direkten Zuordnung der untersuchten Parametervariation rechts oben neben dem Graphen eine erklärende Skizze eingefügt. Diese enthält Informationen über die Art der zeitlichen Energievariation (Pulsform, Vor- oder Nachheimpuls bzw. Burst) sowie über die konstant gehaltenen Parameter (Pulsenergie, Intensität und Pulsdauer).

7.2 Abtrag mit ns-Pulsen

7.2.1 Variation der Pulsform

Um den Einfluss der Pulsform auf die Abtragseffizienz und die Oberflächenqualität zu ermitteln, wird in einem Ansatz die Pulsdauer variiert, wobei Pulsenergie und Intensität der Rechteckpulse konstant bleiben. Im zweiten Ansatz mit konstanter Pulsdauer (FWHM, Full Width Half Maximum) wird die zeitliche Pulsform bei ebenfalls konstanter Pulsenergie variiert. Dies entspricht der in Kapitel 3 Abbildung 3.1 links dargestellten Variation der zeitlich modulierten Energiedeposition. Die Versuche werden mit einem in der Pulsform frei einstellbaren Laser bei der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$, mit Pulsdauern im Bereich von $\tau = 7$ bis 400 ns , Burstenergien $E_B = 1$ bis $50 \text{ }\mu\text{J}$ und Repetitionsraten $\nu = 50$ bis 64 kHz durchgeführt, siehe Laser 4 in Tabelle 6.1. Die Pulsformen werden in den in Abbildung 7.1 dargestellten Formen variiert. Der Laserstrahl wird mit einem $f\text{-}\Theta$ -Objektiv der Brennweite $f = 100 \text{ mm}$ auf die Probenoberfläche einer Stahlprobe C75 fokussiert und mittels Scanner mit einer Scangeschwindigkeit $v_{scan} = 256$ bis 400 mm/s verfahren. Für die Bearbeitungen werden flächige Gesenke aus $n = 50$ bzw. 100 Schichten mit Spurbständen $d_{spur} = 4$ bzw. $8 \text{ }\mu\text{m}$ abgetragen.

Als beeinflussende Effekte in Hinblick auf Abtragsrate und Oberflächenqualität sind bei der Variation der Pulsform

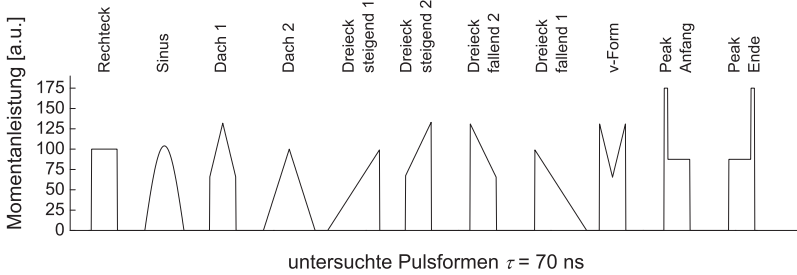


Abbildung 7.1: Darstellung der variierten Pulsformen. Alle Pulsformen weisen die gleiche Pulsdauer (FWHM) $\tau = 70$ ns und die gleiche Pulsenergie E auf. Hierdurch unterscheidet sich die maximale Momentanleistung.

- Wärmeeindringtiefe
- Absorption im Plasma
- Interaktion des Plasmas mit der Oberfläche

zu betrachten, vergleiche Kap. 5.1. Die Effekte Vorheizung, Absorptionsgrad und Druckwellenausbreitung spielen hier keine nennenswerte Rolle, da mit Einzelpulsen bei konstanter Repetitionsrate gearbeitet wird und somit diese Effekte für alle Pulsformen einen identischen Einfluss zeigen.

Zuerst wird die Pulsdauer für Rechteckpulse (siehe Abbildung 7.1) für konstante Energie im Puls variiert. Mit steigender Pulsdauer steigt die Abtragsrate von $0,4 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\tau = 7$ ns auf maximal $1,7 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\tau = 200$ ns und fällt mit weiter steigender Pulsdauer bis $\tau = 400$ ns auf $1,3 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ ab. Die Rauigkeit steigt mit steigender Pulsdauer von Werten $Ra = 0,6 \mu\text{m}$ bei $\tau = 7$ ns bis $Ra = 1,7 \mu\text{m}$ bei $\tau = 200$ ns an, siehe Abbildung 7.2 links. Sowohl in der Messkurve des Abtrags pro Schicht als auch in der der Rauigkeit weisen größere Messwerte für Pulsdauern zwischen $\tau = 30$ und 50 ns auf. Diese liegen für den Abtrag pro Schicht zwischen $d = 1,1$ und $1,6 \mu\text{m}/\text{Schicht}$, für die Rauigkeit zwischen $Ra = 6$ und $8 \mu\text{m}$.

Ein Grund für die Steigerung des Abtrags ist die steigende Wärmeeindringtiefe für größere Pulsdauern (siehe Formel 4.2, Abbildung 7.2 in logarithmischer Darstellung). Der gemessene Abtrag pro Schicht d steigt mit der Pulsdauer τ bis $\tau = 50$ ns etwas stärker an als die Wärmeeindringtiefe, siehe Abbildung 7.2 links. Ein weiterer Grund für den steigenden Abtrag pro Schicht bei steigender Pulsdauer liegt in der gleichzeitig sinkenden Intensität. Je kleiner die Intensität des Pulses wird, desto weniger Material wird direkt verdampft und desto weniger Energie des Pulses wird im Plasma absorbiert. Somit steht mehr Energie dem Abtrag direkt zur Verfügung. Gleichzeitig verschiebt sich das Verhältnis des Schmelz- und Verdampfungsanteils. Mehr Material wird schmelzförmig abgetragen. Ein Abfall des Abtrags pro Schicht für immer

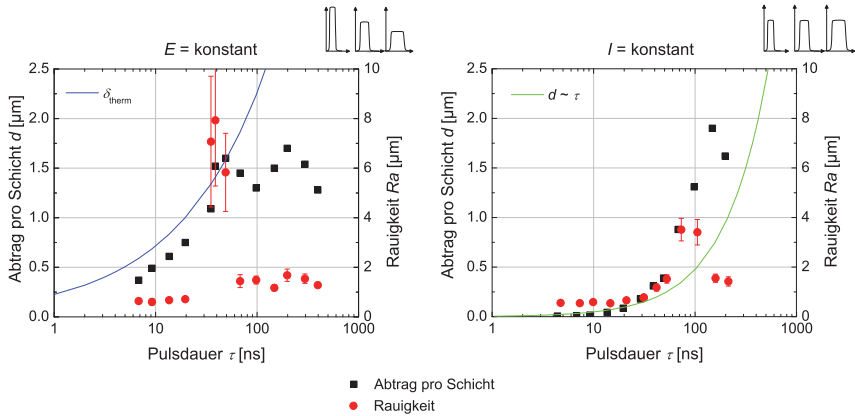


Abbildung 7.2: Logarithmische Darstellungen links: des Abtrags pro Schicht und der Rauigkeit der bearbeiteten Oberfläche in Abhängigkeit der Rechteck-Pulsdauer bei konstanter Pulsenergie $E = 50 \mu\text{J}$. Ebenfalls eingezeichnet ist die thermische Eindringtiefe δ_{therm} . Rechts: Abtrag und Rauigkeit der bearbeiteten Oberfläche in Abhängigkeit der Rechteck-Pulsdauer bei konstanter Intensität $I = 10^8 \text{ W/cm}^2$. ($f = 100 \text{ mm}$, $v_{Scan} = 400 \text{ mm/s}$, $d_{Spur} = 8 \mu\text{m}$, $\nu = 50 \text{ kHz}$, $n = 100$ Schichten, $\lambda = 532 \text{ nm}$, $\kappa = 12,78 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ gilt für Stahl mit einem Kohlenstoffanteil 0,6 %, Material: C75)

weiter steigende Pulsdauern ist dadurch zu erklären, dass mit steigender Pulsdauer die Intensität ab einem Grenzwert für eine Bearbeitung zu klein ist [18].

Mit steigender Pulsdauer steigt die Rauigkeit der bearbeiteten Oberfläche. Dies kann darauf hinweisen, dass die Interaktion des Plasmas mit der Oberfläche für größere Pulsdauern rauigkeitssteigernd wirkt. Da in dieser Messreihe aber gleichzeitig die Intensität mit steigender Pulsdauer sinkt, kann der aufrauende Effekt auch an dieser sinkenden Intensität oder dem geänderten Verhältnis des Schmelze- zu Dampfanteils liegen.

Die stark abweichenden Messwerte für die Pulsdauern $\tau = 30$ bis 50 ns sind darin begründet, dass die Bearbeitungsparameter, vor allem Scangeschwindigkeit und Spurb Abstand, konstant gehalten werden. Die Bearbeitungsparameter sind nicht für alle betrachteten Pulsdauern geeignet. Je nach gewählten Bearbeitungsparametern kann der Bereich großer Rauigkeit zu größeren oder kleineren Pulsdauern verschoben werden.

Wird bei gleichem Versuchsaufbau die Pulsdauer eines Rechteckpulses bei konstanter Intensität variiert, so steigt der Abtrag pro Schicht von $d = 0,6 \mu\text{m/Schicht}$ bei $\tau = 5 \text{ ns}$ auf $1,9 \mu\text{m/Schicht}$ bei $\tau = 150 \text{ ns}$. Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche steigt von $Ra = 0,5 \mu\text{m}$ bei $\tau = 5 \text{ ns}$ auf $Ra = 3,5 \mu\text{m}$ bei $\tau = 70 \text{ ns}$ und fällt dann wieder ab bis $Ra = 1,4 \mu\text{m}$ bei $\tau = 200 \text{ ns}$, siehe Abbildung 7.2 rechts.

Da mit konstanter Intensität bearbeitet wird, beinhaltet jeder Puls mit steigender Pulsdauer

immer mehr Energie, die Pulsenergie steigt linear mit steigender Pulsdauer an. Ist der Abtragsprozess in einem stationären Gleichgewicht, ist zu erwarten, dass der Abtrag linear mit der Pulsdauer zunimmt [22]. Da die Abtragssteigerung stärker als linear anwächst, siehe Abbildung 7.2 rechts, bedeutet dies, dass der Abtragsprozess nicht im stationären Gleichgewicht stattfindet. Der Abtragsprozess wird durch zusätzliche Prozesse verstärkt. Dies kann z. B. eine Vergrößerung des Schmelzaustriebs durch das längere Nachheizen des Plasmas bzw. einem vergrößerten Schmelzanteil am Abtragsprozess durch geringeren Verdampfungsanteil sein. Aber auch eine vermehrte Energieabgabe des Plasmas an die Probenoberfläche [20] bei größeren Pulsdauern ist möglich.

Die Rauigkeit der abgetragenen Oberfläche steigt mit steigender Pulsdauer. Die Interaktion des Plasma mit der Oberfläche wirkt für größere Pulsdauern rauigkeitssteigernd. Für Pulsdauern $\tau = 60$ bis 100 ns ist eine Vergrößerung der Rauigkeit der bearbeiteten Oberfläche analog zu der Bearbeitung mit konstanter Pulsdauer zu erkennen. Diese ist in beiden Fällen damit zu begründen, dass die Bearbeitungsparameter (Scangeschwindigkeit und Spurbstand) für die Messreihe konstant gehalten werden. Je nach gewählten Bearbeitungsparametern kann dieser Bereich großer Rauigkeit zu größeren oder kleineren Pulsdauern verschoben werden.

Im Folgenden wird die zeitliche Form des Pulses variiert. Die untersuchten Pulsformen sind in Abbildung 7.1 dargestellt. Die zur Erzeugung der Pulse verwendeten Intensitätswerte gehen aus Anhang Kap.12.1.2 hervor. Alle untersuchten Pulsformen weisen dabei die gleiche Pulsdauer (FWHM) $\tau = 70$ ns auf. Der Abtrag pro Schicht liegt für die Pulsformen „Rechteck“, „Sinus“, „Dach 1“, „Dreieck steigend 2“, „v-Form“, „Peak Anfang“ und „Peak Ende“ bei $5,6$ bis $5,7$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$. Für die anderen Pulsformen ist der Abtrag kleiner, „Dach 1“: $3,9$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$, „Dach 2“: $4,4$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$, „Dreieck fallend 2“: $4,2$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ und „Dreieck fallend 1“: $3,5$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$, siehe Abbildung 7.3. Die Rauigkeit der strukturierten Oberflächen liegt für die Pulsformen „Rechteck“, „Dach 2“, „Dreieck steigend 1“, „Dreieck steigend 2“, „Dreieck fallend 1“, „v-Form“ und „Peak Ende“ zwischen $Ra = 2$ und $2,7$ μm . Für die restlichen Pulsformen ist die Rauigkeit größer, für den Puls mit „Sinus“-Form liegt die Rauigkeit bei $Ra = 4,8$ μm , für „Dach 1“ bei $Ra = 5,4$ μm , für „Dreieck fallend 2“ bei $Ra = 3$ μm und für „Peak Anfang“ bei $Ra = 4$ μm , siehe Abbildung 7.3.

Die Bearbeitungsergebnisse sind wie folgt zusammenzufassen:

- der größte Abtrag pro Schicht bei gleichzeitig kleinster Rauigkeit der strukturierten Oberfläche wird bei Bearbeitung mit Rechteckpulsen erreicht
- der Abtrag mit Pulsen, die zum Ende des Pulses eine steil abfallende Flanke haben, weisen einen geringeren Abtrag pro Schicht auf als die anderen Pulsformen
- bei der Bearbeitung mit gleichen aber zeitlich umgedrehten Pulsformen, ergibt die Bearbeitung mit der Pulsform mit kleinerer Leistung zu Ende des Pulses tendenziell einen kleineren Abtrag pro Schicht und/oder eine größere Rauigkeit der strukturierten Oberfläche

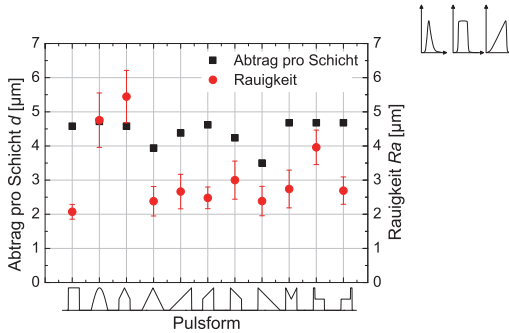


Abbildung 7.3: Abtragsrate und Rauigkeit der bearbeiteten Oberfläche in Abhängigkeit der Pulsform bei konstanter Pulsenergie und Pulsdauer (FWHM). Die Bearbeitung mit Rechteckpuls ergibt die kleinste Rauigkeit bei gleichzeitig großem Abtrag pro Schicht. ($f = 100$ mm, $v_{Scan} = 256$ mm/s, $d_{Spur} = 4$ µm, $\nu = 64$ kHz, $n = 50$ Schichten, $P = 3,2$ W, $\lambda = 532$ nm, Material: C75)

- die Bearbeitung mit den Pulsformen „Sinus“, „Dach 1“ sowie „Peak Anfang“ ergeben für die hier verwendeten Bearbeitungsparameter große Werte für die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche

Ein Einfluss der Wärmeeindringtiefe ist nicht gegeben, da auch die Pulse, die insgesamt länger sind (Gesamtpulsdauer ab Intensitätswert Null gerechnet, nicht ab FWHM), keinen größeren Abtrag aufweisen. Beim Abtrag mit unterschiedlichen Pulsformen können gleich große Abtragsraten erreicht werden. Dies bedeutet, dass die Absorption im Plasma nur einen geringen Einfluss auf die Abtragsrate hat. Allerdings weisen die Pulse mit größerer Intensität zu Pulsbeginn als am Pulsende (Intensitäten siehe Tabelle 11.2 in Anhang Kap. 12.1.2) tendenziell einen kleineren Abtrag pro Schicht auf als die zeitlich umgedrehten Pulse mit gleich Pulsform, siehe Abbildung 7.3. Dies deutet darauf hin, dass die Absorption im Plasma bereits für die Pulsdauer von $\tau = 70$ ns einen nennenswerten, negativen Einfluss auf die Abtragsrate aufweist.

Ein Einfluss der Pulsform auf aufrauende oder glättende Effekte des Plasmas auf die bearbeitete Oberfläche kann nicht bestimmt werden.

7.2.2 Bearbeitung mit Vor- und Nachheizen

Im Folgenden wird die Pulsform dahingehend variiert, dass ein Vor- bzw. Nachheizen der Oberfläche während des Abtragsprozesses eingestellt wird. Dies entspricht der zeitlich modulierten Energiedeposition, die in Abbildung 3.1 mittig dargestellt ist. Im Gegensatz zu den beiden Pulsformen „Peak Anfang“ und „Peak Ende“, siehe Abbildung 7.1, ist hier der Unterschied der Intensitäten der beiden Energiestufen größer als Faktor 2.

Die Versuche werden mit einem Laser, der in der Pulsform im ns-Bereich frei einstellbaren

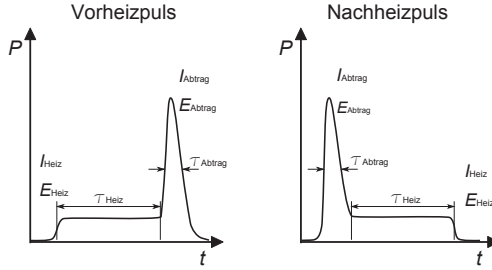


Abbildung 7.4: Nomenklatur der untersuchten Vor- bzw. Nachheizpulse.

Laser ist (Laser 4, Tabelle 6.1), bei der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ bei Burstenergien $E_B = 50 \text{ }\mu\text{J}$ und Repetitionsraten $\nu = 64 \text{ kHz}$ durchgeführt. Der Laserstrahl wird mit einem f- Θ -Objektiv der Brennweite $f = 100 \text{ mm}$ auf die Probenoberfläche einer Stahlprobe C75 fokussiert und mittels Scanner mit einer Scangeschwindigkeit $v_{scan} = 256 \text{ mm/s}$ verfahren. Für die Bearbeitungen werden flächige Gesenke aus $n = 50$ Schichten mit Spurabständen $d_{Spur} = 4 \text{ }\mu\text{m}$ abgetragen. Die Pulsdauer des Abtragspulses beträgt immer $\tau_{Abtrag} = 10 \text{ ns}$, die Dauer des Heizpulses wird zwischen $\tau_{Heiz} = 6$ bis 197 ns variiert. Dabei beziehen sich die Größen mit Index „Heiz“ auf den Teil des Pulses, der die geringere Intensität aufweist, die mit „Abtrag“ auf den Teil mit größerer Intensität. Die Gesamtenergie pro Puls ist konstant, d. h. mit steigender Vor- bzw. Nachheizzeit steigt die Energie im „Heizpuls“ E_{Heiz} und sinkt die Energie im „Abtragspuls“ E_{Abtrag} , siehe Abbildung 7.4.

Die Untersuchungen werden für zwei Intensitätsverhältnisse $5 : 1$ ($I_{Abtrag} : I_{Heiz} = 5 : 1$) und $10 : 1$ ($I_{Abtrag} : I_{Heiz} = 10 : 1$) durchgeführt, siehe Abbildung 7.5.

Durch die Bearbeitung mit zwei festen Intensitätsverhältnissen $5 : 1$ und $10 : 1$ zwischen dem Heiz- und Abtragspuls bei gleichzeitig konstanter Gesamtenergie ändern sich die Energien im Abtrags- und Heizpuls innerhalb einer Versuchsreihe. Die Heizenergie wird dabei zwischen $E_{Heiz} = 3,5$ und $40 \text{ }\mu\text{J}$ variiert, die Abtragsenergie zwischen $E_{Abtrag} = 10$ und $47 \text{ }\mu\text{J}$.

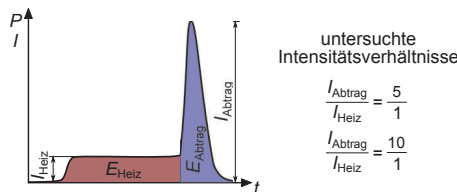


Abbildung 7.5: Verdeutlichung der Heiz- und Abtragsenergie sowie der Heiz- und Abtragsintensität. Für die durchgeführten Versuche wird das Verhältnis der Intensitäten zueinander eingestellt. Die Energien ergeben sich aus der Gesamtenergie und den Pulsdauern.

Bei der Variation des Vor- bzw. Nachheizpulses sind als beeinflussende Effekte in Bezug auf Abtragsrate und Oberflächenqualität

- Heizen (Vor- bzw. Nachheizen)
- Wärmeeindringtiefe
- Absorption im Plasma
- Interaktion Plasma mit Oberfläche

zu betrachten, vergleiche Kap.5.1. Da mit Pulsen gleicher Gesamtenergie bei konstanter Repetitionsrate gearbeitet wird, wird angenommen, dass sich Änderungen des Absorptionsgrads für alle Pulsformen gleich verhalten. Somit ist dieser Effekt vernachlässigbar.

Für die Bearbeitung mit Vorheizpulsen steigt der Abtrag mit steigender Vorheizzeit für das Intensitätsverhältnis 10 : 1 von 2,5 $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\tau_{\text{Heiz}} = 7 \text{ ns}$ auf 4 $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\tau_{\text{Heiz}} = 56 \text{ ns}$, beim Intensitätsverhältnis 5 : 1 von 3,8 $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\tau_{\text{Heiz}} = 7 \text{ ns}$ auf 4,5 $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\tau_{\text{Heiz}} = 56 \text{ ns}$. Dagegen bleibt für Vorheizzeiten $\tau = 56$ bis 200 ns für beide Intensitätsverhältnisse der Abtrag pro Schicht zwischen $d = 4$ und 4,5 $\mu\text{m}/\text{Schicht}$, siehe Abbildung 7.6 links.

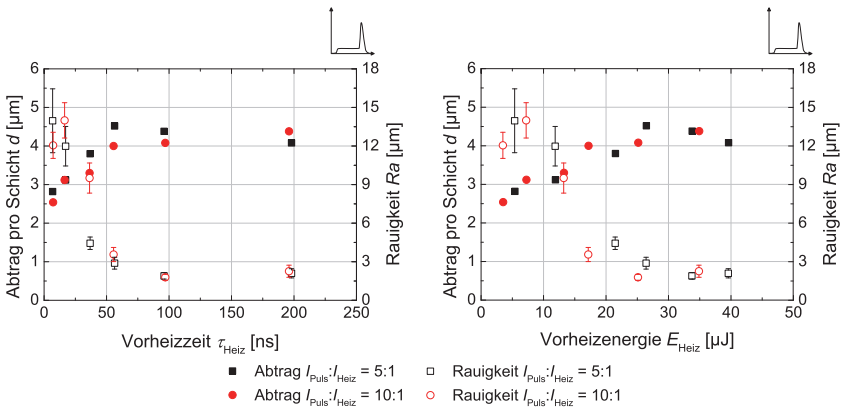


Abbildung 7.6: Links: Abtrag pro Schicht und Rauigkeit der bearbeiteten Oberfläche in Abhängigkeit der Vorheizzeit τ_{Heiz} . Rechts: Abtrag pro Schicht und Rauigkeit der bearbeiteten Oberfläche in Abhängigkeit der Vorheizenergie E_{Heiz} , jeweils für zwei Intensitätsverhältnisse der Vorheizintensität zur maximalen Intensität. Die Gesamtenergie in jedem Puls ist konstant. Mit steigender Vorheizzeit und Vorheizenergie steigt der Abtrag pro Schicht bis zu einem Maximalwert an und bleibt anschließend konstant. Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche nimmt mit steigender Vorheizzeit und Vorheizenergie ab. ($f = 100 \text{ mm}$, $v_{\text{Scan}} = 256 \text{ mm/s}$, $d_{\text{spur}} = 4 \mu\text{m}$, $\nu = 64 \text{ kHz}$, $n = 50$ Schichten, $P = 3,2 \text{ W}$, $\tau_{\text{Abtrag}} = 10 \text{ ns}$, $\Delta t = 0 \text{ ns}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$, Material: C75)

Tabelle 7.1: Energieeinstellungen zur Bearbeitung mit Vorheizpuls

Vorheizzeit [ns]	$I_{Puls} : I_{Heiz} = 5 : 1$			$I_{Puls} : I_{Heiz} = 10 : 1$		
	E_{Abtrag} [μ J]	E_{Heiz} [μ J]	$E_{Abtrag} :$ E_{Heiz}	E_{Abtrag} [μ J]	E_{Heiz} [μ J]	$E_{Abtrag} :$ E_{Heiz}
7	44,6	5,4	8,2	47,3	3,5	13,4
17	38,1	11,9	3,2	42,7	7,3	5,9
36	28,5	21,5	1,3	36,7	13,3	2,8
56	23,5	26,5	0,9	32,8	17,2	1,9
96	18,6	33,8	0,5	26,4	25,2	1,0
197	12,7	39,6	0,3	17,4	34,9	0,5

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche sinkt mit steigender Vorheizzeit für beide Intensitätsverhältnisse 10 : 1 und 5 : 1 von $Ra = 12$ bis $14 \mu\text{m}$ bei $\tau_{Heiz} < 20$ ns auf $Ra = 2 \mu\text{m}$ für $\tau_{Heiz} \geq 100$ ns, siehe Abbildung 7.6 links. Die für die Bearbeitung mit Vorheizpulsen eingesetzten Vorheizzeiten und Energien sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

Werden der Abtrag pro Schicht sowie die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche nicht in Abhängigkeit der Heizzeit τ_{Heiz} dargestellt, sondern in Abhängigkeit der Heizenergie E_{Heiz} , so ergibt sich für den Abtrag pro Schicht ein linearer Anstieg mit steigender Heizenergie von $d = 2,5 \mu\text{m/Schicht}$ für $E_{Heiz} = 3,5 \mu\text{J}$ bis $d = 4,5 \mu\text{m/Schicht}$ für $E_{Heiz} = 26 \mu\text{J}$. Für größere Heizenergien bis $E_{Heiz} = 40 \mu\text{J}$ fällt der Abtrag auf $d = 4 \mu\text{m/Schicht}$ ab. Das Verhalten ist unabhängig vom Intensitätsverhältnis 10 : 1 oder 5 : 1, siehe Abbildung 7.6 rechts. Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche ist im Rahmen der Messgenauigkeit bei gleicher Heizenergie E_{Heiz} gleich für die Intensitätsverhältnis 5 : 1 und 10 : 1. Für beide Intensitätsverhältnisse nimmt die Rauigkeit mit steigender Heizenergie E_{Heiz} ab, siehe Abbildung 7.6 rechts.

Aus diesen Ergebnissen kann abgeleitet werden, dass für die Bearbeitung mit unterschiedlichen Intensitätsverhältnissen die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche abhängig von der Vorheizenergie E_{Heiz} und unabhängig von der Vorheizzeit τ_{Heiz} ist. Der Abtrag pro Schicht hingegen ist abhängig von der Vorheizzeit τ_{Heiz} und unabhängig von der Vorheizenergie E_{Heiz} . Der Abtrag setzt sich in erster Linie aus dem Abtrag bzw. dem Aufschmelzen durch den Heizpuls sowie dem Abtrag durch den Abtragspuls zusammen.

Werden die beiden Anteile des Pulses, Vorheizpuls und Abtragspuls, voneinander getrennt betrachtet, ergibt sich Folgendes: Die Intensitäten der Vorheizpulse liegen alle bei Werten $I_{Heiz} = 10^7$ bis 10^8 W/cm^2 . Somit wird während der Vorheizpulse hauptsächlich die Probenoberfläche aufgeschmolzen und verdampft, kaum Energie fließt in die Bildung eines Plasmas, wie auch [76] für das Bohren in stationärem Gleichgewicht darstellt. Je länger der Vorheizpuls ist, desto mehr Material, das anschließend ausgetrieben werden kann, wird durch die länger eingebrachte Energie aufgeschmolzen. Da der Verdampfungsanteil klein ist, wird im Verhältnis weniger Plasma gebildet und weniger Energie im Plasma absorbiert. Der Anteil am Abtrag durch den Abtragspuls nimmt mit steigender Vorheizenergie E_{Heiz} und damit fallender E_{Abtrag} ab. Durch diese beiden gegenläufigen Abtragsverhalten ergibt sich die Notwendigkeit eines Maximums

für den Abtrag pro Schicht, wie in Abbildung 7.6 rechts für die Heizenergie $E_{Heiz} = 26 \mu\text{J}$ zu sehen.

Die Abtragsrate kommt hier über das Zusammenspiel der beiden Pulsanteile zustande: durch den Vorheizpuls wird mit steigender Vorheizdauer und Vorheizenergie immer mehr Material aufgeschmolzen. Diese Schmelze wird durch den Abtragspuls ausgetrieben. Durch die fünf bis zehn-mal größere Intensität im Abtragspuls wird mehr Material verdampft, das Plasma wird dichter und übt bei seiner Expansion mehr Druck auf die Schmelze aus, um diese auszutreiben.

Aus dem Verhalten der Rauigkeit in Abhängigkeit der Vorheizdauer τ_{Heiz} geht hervor, dass das Plasma eine glättende Wirkung auf die Probenoberfläche ausübt, wenn das Plasma nach einem Zeitraum von mindestens 100 ns durch den Abtragspuls noch erhitzt wird. Ist die Zeit bis zur Erhitzung kürzer, so wird die Oberfläche rauer. Eine Begründung hierfür könnte in der größeren Ausbreitungsgröße des heißen Plasmas liegen, das sich - trotz kleinerer Verdampfungsrate - bereits während des Vorheimpulses gebildet und ausgebreitet hat. Durch die Expansion ist der Metalldampf bereits abgekühlt und übt einen kleineren Druck auf die Probenoberfläche aus.

Werden die Pulse zeitlich umgedreht, so wird eine Bearbeitung mit Nachheizpulsen durchgeführt. Für beide Intensitätsverhältnisse steigt der Abtrag mit steigender Heizzeit τ_{Heiz} auf ein Maximum an und fällt mit weiter steigender Heizzeit wieder ab. Für die Bearbeitung mit Nachheizpulsen ist der Abtrag pro Schicht abhängig vom Intensitätsverhältnis unterschiedlich groß. Für das Intensitätsverhältnis 5 : 1 werden bei gleicher Nachheizzeit größere Abträge erreicht als für das Intensitätsverhältnis 10 : 1.

Für die Bearbeitung mit dem Intensitätsverhältnis 5 : 1 steigt der Abtrag mit steigender Heizzeit von $2,6 \mu\text{m/Schicht}$ für $\tau_{Heiz} = 6 \text{ ns}$ auf einen maximalen Abtrag von $3,3 \mu\text{m/Schicht}$ bei $\tau_{Heiz} = 54 \text{ ns}$. Mit weiter steigender Heizzeit fällt der Abtrag auf $2,5 \mu\text{m/Schicht}$ bei $\tau_{Heiz} = 195 \text{ ns}$ ab. Für die Bearbeitung mit dem Intensitätsverhältnis 10 : 1 steigt der Abtrag pro Schicht von $d < 2,4 \mu\text{m/Schicht}$ bei $\tau_{Heiz} < 13 \text{ ns}$ auf einen maximalen Abtrag von $d = 2,8 \mu\text{m/Schicht}$ bei $\tau_{Heiz} = 33 \text{ ns}$. Mit weiter steigender Nachheizzeit fällt der Abtrag auf $2 \mu\text{m/Schicht}$ für $\tau_{Heiz} = 195 \text{ ns}$, siehe Abbildung 7.7 links.

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit der Nachheizzeit τ_{Heiz} verhält sich für beide Energieverhältnisse, 5 : 1 und 10 : 1, gleich. Die Rauigkeit sinkt mit steigender Nachheizzeit von $Ra > 6 \mu\text{m}$ bei $\tau_{Heiz} = 6 \text{ ns}$ auf $Ra = 2 \mu\text{m}$ bei $\tau_{Heiz} = 195 \text{ ns}$, siehe Abbildung 7.7 links. Die für die Bearbeitung mit Nachheizpulsen eingesetzten Heizzeiten und Energien sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

Werden der Abtrag und die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit der Nachheizenergie E_{Heiz} anstelle der Heizzeit aufgetragen, so liegen die beiden Kurven der Abtragsraten für die beiden Intensitätsverhältnisse ebenfalls nebeneinander.

Für das Intensitätsverhältnis 5 : 1 steigt der Abtrag pro Schicht von $d = 2,6 \mu\text{m/Schicht}$ für $E_{Heiz} = 5,6 \mu\text{J}$ mit steigender Heizenergie auf das Maximum von $d = 3,3 \mu\text{m/Schicht}$ bei $E_{Heiz} = 27 \mu\text{J}$. Mit weiter steigender Heizenergie fällt die Abtragsrate auf $2,5 \mu\text{m/Schicht}$ bei $E_{Heiz} = 38 \mu\text{J}$ ab. Für das Intensitätsverhältnis 10 : 1 steigt der Abtrag von $< 2,4 \mu\text{m/Schicht}$ bei $E_{Heiz} < 8 \mu\text{J}$ auf das Maximum von $2,8 \mu\text{m}$ bei $E_{Heiz} = 14 \mu\text{J}$. Mit weiter steigender Heizenergie

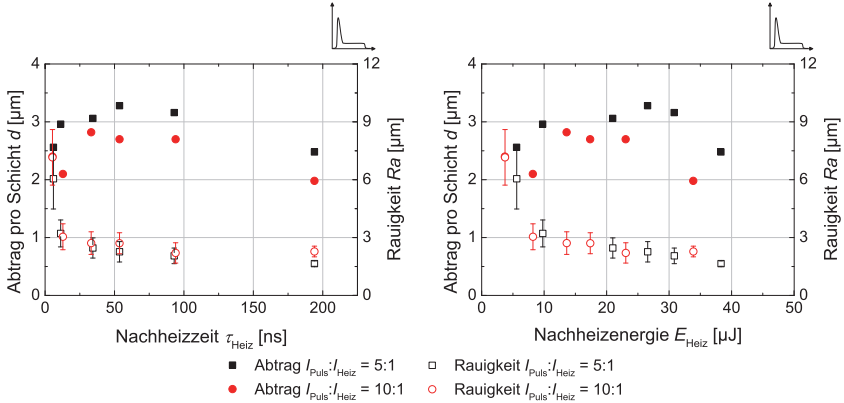


Abbildung 7.7: Links: Abtrag pro Schicht und Rauigkeit der bearbeiteten Oberfläche in Abhängigkeit der Nachheizzeit τ_{Heiz} und rechts: Abtrag pro Schicht und Rauigkeit der bearbeiteten Oberfläche in Abhängigkeit der Nachheizenergie E_{Heiz} jeweils für zwei Intensitätsverhältnisse der Nachheizintensität zur maximalen Intensität. Die Gesamtenergie in jedem Puls ist konstant. Mit steigender Nachheizzeit und Nachheizenergie steigt der Abtrag pro Schicht bis zu einem Maximalwert bei ca. $\tau_{Heiz} = 30$ bis 50 ns bzw. $E_{Heiz} = 13$ bis 26 μJ an und fällt danach wieder ab. Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche nimmt mit steigender Nachheizzeit und Nachheizenergie ab. ($f = 100$ mm, $v_{Scan} = 256$ mm/s, $d_{Spur} = 4$ μm , $v = 64$ kHz, $n = 50$ Schichten, $P = 3,2$ W, $\tau_{Abtrag} = 10$ ns, $\Delta t = 0$ ns, $\lambda = 532$ nm, Material: C75)

fällt die Abtragsrate auf 2 $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $E_{Heiz} = 34$ μJ , siehe Abbildung 7.7 rechts.

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche sinkt unabhängig vom verwendeten Intensitätsverhältnis mit steigender Nachheizenergie von $Ra = 7,2$ μm bei $E_{Heiz} = 3,7$ μJ auf $Ra = 1,7$ μm bei $E_{Heiz} = 39$ μJ , siehe Abbildung 7.7 rechts.

Auch hier setzt sich der Abtrag in erster Linie zusammen aus dem Abtrag durch den Ab-

Tabelle 7.2: Energieeinstellungen zur Bearbeitung mit Nachheimpuls

Nachheizzeit [ns]	$I_{Puls} : I_{Heiz} = 5 : 1$			$I_{Puls} : I_{Heiz} = 10 : 1$		
	E_{Abtrag} [μJ]	E_{Heiz} [μJ]	$E_{Abtrag} :$ E_{Heiz}	E_{Abtrag} [μJ]	E_{Heiz} [μJ]	$E_{Abtrag} :$ E_{Heiz}
6	44,4	5,6	8,0	46,3	3,7	12,5
12	38,7	9,8	4,0	45,1	8,2	5,5
34	29,8	21,0	1,4	36,4	13,6	2,7
54	23,4	26,6	0,9	31,1	17,4	1,8
93	19,2	30,8	0,6	25,4	23,0	1,1
194	10,1	38,3	0,3	17,7	33,9	0,5

tragspuls sowie dem Nachheizen des Plasmas gefolgt von Schmelzaustrieb durch den Heizpuls.

Werden die beiden Anteile des Pulses, Nachheizpuls und Abtragspuls, voneinander getrennt betrachtet, ergibt sich Folgendes: Mit steigender Nachheizzeit bzw. Nachheizenergie sinkt die Energie und Intensität des Abtragspulses, womit auch dessen Anteil am Gesamtabtrag sinkt. Wie bei der Bearbeitung mit Vorheizpulsen liegen auch bei der Bearbeitung mit Nachheizpulsen alle Heiz-Intensitäten bei Werten $I_{Heiz} = 10^7$ bis 10^8 W/cm². Somit werden während der Nachheizepulse hauptsächlich der Metalldampf aufgeheizt sowie Material aufgeschmolzen. Nur ein vernachlässigbarer Anteil der Energie fließt in die weitere Verdampfung des Materials, wie in [76] für das Bohren in stationärem Gleichgewicht berichtet wird.

Je länger der Heizpuls ist, desto länger wird Schmelze erzeugt, das Plasma aufgeheizt und Material ausgetrieben. Auch hier ist das Vorhandensein eines Maximums der Abtragskurve durch die beiden gegenläufigen Abtragsverhalten der Pulsanteile zu erklären, steigender Abtragsanteil für den Heizpuls und fallender Abtragsanteil für den Abtragspuls mit steigender Heizzeit und -energie.

Für den Abtrag spielen beide Pulsanteile zusammen: durch den Abtragspuls wird ein Schmelzbad und ein Plasma erzeugt. In diesem Metalldampf wird dann ein Energieanteil des Heizpulses absorbiert. Der nicht absorbierte Anteil schmilzt weiter die Probe auf und verdampft weiter Material. Der Schmelzaustrieb wird durch den Nachheizpuls und das damit verbundene weitere Aufheizen des Metalldampfes verlängert. Der Abtrag für das Intensitätsverhältnis 5 : 1 ist größer als für das Intensitätsverhältnis 10 : 1. Dies lässt darauf rückschließen, dass das Heizen des Metalldampfes und damit der Schmelzaustrieb eine dominierende Rolle beim Abtrag spielt.

Für Heizdauern $\tau_{Heiz} > 10$ ns und Heizenergien $E_{Heiz} > 8$ μ J wirkt das Plasma glättend auf die Probenoberfläche. Die Rauigkeitswerte liegen in beiden Graphen in Abbildung 7.7 auf einer Kurve. D. h. für beide Intensitätsverhältnisse verhält sich die Rauigkeit sowohl in Abhängigkeit der Heizdauer als auch der Heizenergie gleich.

Werden die Ergebnisse für die Bearbeitung mit Vor- und Nachheizpulsen verglichen, so ist festzustellen, dass bei gleicher, nur zeitlich umgedrehter Energieverteilung beim Abtrag mit Vorheizpulsen ein um ca. 30 % größerer Abtrag pro Schicht erzielt wird als bei der Bearbeitung mit Nachheizpulsen. Dies lässt darauf rückschließen, dass das Vorheizen der Probe mehr zur Vergrößerung des Schmelzaustriebs beiträgt als das Nachheizen des heißen Metalldampfes.

7.2.3 Bearbeitung mit ns-Bursts

Im Folgenden wird die Bearbeitung mit Pulsbursts betrachtet, siehe in Kapitel 3 Abbildung 3.1 rechts bzw. Abbildung 3.2. Dabei wird die Energie des Bursts auf bis zu fünf Pulse im Burst aufgeteilt. Die Aufteilung der Energie kann dabei symmetrisch auf alle Pulse erfolgen oder unsymmetrisch. In Abbildung 7.8 sind die in diesem Kapitel durchgeführten Parametervariationen anhand von Doppelpuls-Bursts dargestellt.

Bei der Bearbeitung mit ns-Pulsbursts sind als beeinflussende Effekte in Bezug auf Abtragsrate und Oberflächenqualität

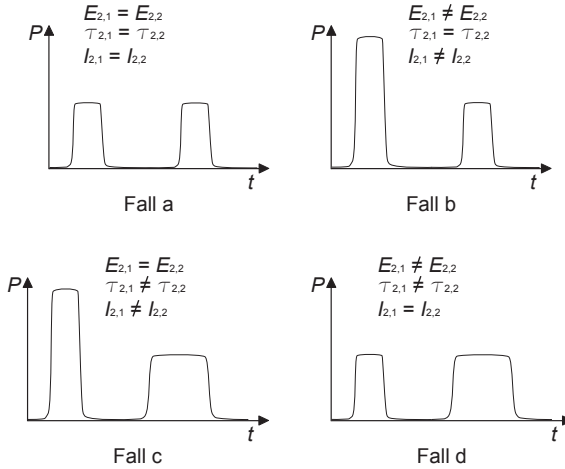


Abbildung 7.8: Untersuchte Parametervariationen bei der Verwendung von Doppelpuls-Bursts. Zuerst werden Doppelpuls-Bursts mit identischen Pulsen durchgeführt, anschließend wird jeweils ein Parameter Pulsdauer, Pulsenergie und Pulsintensität innerhalb der Bursts konstant gehalten, während die anderen beiden Parameter variieren.

- Vorheizung
- Absorptionsgrad
- Wärmeeindringtiefe
- Absorption im Plasma
- Druckwellenausbreitung
- Interaktion des Plasmas mit der Oberfläche

zu betrachten, vergleiche Kap.5.1.

Als erste Versuchsreihe zur Materialbearbeitung mit Bursts wird der Linienabtrag mit symmetrischen Doppelpuls-Bursts (d. h. die Energie ist gleichmäßig auf die beiden Pulse im Burst aufgeteilt, $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, siehe Fall a in Abbildung 7.8) bei kleiner Repetitionsrate $\nu = 10$ Hz betrachtet. Durch die kleine Repetitionsrate sind bei jedem Burst die Probe und die Umgebung vollständig erkaltet. Hierdurch kann eine Betrachtung eines einzelnen Bursts stattfinden, da die Veränderungen des Materials und des Umgebungsgases vom vorhergehenden Bursts soweit abgeklungen sind, dass diese vernachlässigt werden können [58]. Die Versuche werden mit Laser 3, siehe Tabelle 6.1, bei der Wellenlänge $\lambda = 1064$ nm, den Pulsdauern $\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 50$ ns und den Burstenergien $E_B = 0,25$ bis 2 mJ für Pulsabstände $\Delta t = 250$ ns bis 80 μ s durchgeführt.

Der Laserstrahl wird mit einem Achromaten der Brennweite $f = 50$ mm auf die Probe fokussiert, die über ein Achssystem mit der Geschwindigkeit $v_{scan} = 4$ mm/min verfahren wird. Der Linienabtrag wird bei $n = 1$ Überfahrten bzw. als Vergleich bei halber Burstenergie mit $n = 2$ Überfahrten in Material 1.4301 durchgeführt.

Mit steigendem Pulsabstand nimmt der Abtrag, d.h. Querschnittsfläche und Abtragtiefe, von $610 \mu\text{m}^2$ und $17,7 \mu\text{m}$ bei $\Delta t = 250$ ns auf $400 \mu\text{m}^2$ und $15 \mu\text{m}$ bei $\Delta t = 30 \mu\text{s}$ ab und bleibt dann bis zu Pulsabständen $\Delta t = 80 \mu\text{s}$ konstant [77]. Beim Einzelpulsabtrag gleicher Burstenergie E_B wird ein Abtrag von $110 \mu\text{m}^2$ und $3 \mu\text{m}$ Abtragtiefe erreicht, beim zweimaligen Einzelpulsabtrag mit halber Burstenergie $E_B/2$ (gleiche Streckenenergie) $200 \mu\text{m}^2$ und $8 \mu\text{m}$ Abtragtiefe [77], siehe Abbildung 7.9.

Durch die Aufteilung der Energie in zwei Pulse im Doppelpuls kann der Abtrag um bis zu einem Faktor sechs gegenüber dem Einzelpulsabtrag bei gleicher Burstenergie E_B gesteigert werden und um einen Faktor drei gegenüber dem doppelten Einzelpulsabtrag bei halber Burstenergie $E_B/2$, siehe Abbildung 7.9. Dieser Effekt kann für unterschiedliche Energien gezeigt werden, siehe Abbildung 12.1 im Anhang, Kap. 12.2.1.

Aus diesen Ergebnissen kann rückgeschlossen werden, dass sich die Pulse für Repetitionsraten größer ca. $\nu = 30$ kHz (diese entspricht Pulsabständen im Doppelpuls-Burst bei einem Pulsabstand $\Delta t < 30 \mu\text{s}$) gegenseitig beeinflussen. Hierdurch wird die Abtragsrate gesteigert.

Der Unterschied der Abtragsrate zwischen zweifachem Abtrag mit halber Burstenergie $E_B/2$ und dem Abtrag mit Doppelpuls-Burst bei großen Pulsabständen ($\Delta t > 30 \mu\text{s}$) liegt wahrscheinlich an den unterschiedlichen Pulsdauern des Lasers im Einzelpuls- und Burst-Modus. Bei der

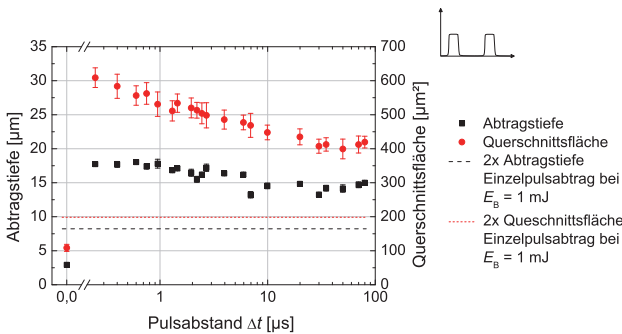


Abbildung 7.9: Logarithmische Darstellung von Abtragtiefe und Querschnittsfläche der abgetragenen Linien in Abhängigkeit des Pulsabstands Δt für den Abtrag mit symmetrischen ns-Doppelpuls-Bursts. Durch den Einsatz von Doppelpuls-Bursts kann der Abtrag bis zu einem Faktor sechs gesteigert werden, dabei sinkt mit steigendem Pulsabstand der Abtrag [77]. (Die Werte für Pulsabstand $\Delta t = 0$ ns bedeuten Einzelpulsabtrag mit gleicher Burstenergie E_B . $E_B = 2$ mJ, $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $\nu = 10$ Hz, $v_{scan} = 4$ mm/min, $f = 50$ mm, $\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 50$ ns, $n = 1$ Überfahrt, Linienabtrag, Material: 1.4301)

Bearbeitung mit Bursts sind die Pulse im Burst bedeutend länger, wodurch der Abtrag für die einzelnen Pulse im Burst bereits steigt, siehe auch Abbildung 7.2 links.

Das Material wird durch den ersten Puls - wie bei jedem Abtrag - aufgeschmolzen und verdampft. Der zweite Puls, der mit variiertem Pulsabstand folgt, trifft je nach Größe des Pulsabstands auf eine unterschiedlich stark aufgeheizte Oberfläche der Probe. Je größer der Pulsabstand ist, desto weiter ist die Oberfläche wieder abgekühlt. Die Abkühlung der Probenoberfläche kann nach Abbildung 5.2 bestimmt werden. Die so abgeschätzten Zeiten für die Abkühlung der Probenoberfläche sind in Abbildung 7.10 dargestellt.

Für die hier untersuchten Pulsabstände ($\Delta t = 250 \text{ ns}$ bis $\Delta t = 80 \mu\text{s}$) ist die Abkühlung unterschiedlich. Für kleine Pulsabstände, $\Delta t = 100$ bis ca. 400 ns , trifft der zweite Puls auf eine geschmolzene Oberfläche. Für weiter steigende Pulsabstände ist die Oberfläche wieder erstarrt, wobei die Temperatur bei $\Delta t > 1,4$ bis $5,6 \mu\text{s}$ bis zu einer Temperatur von $T < 500^\circ\text{C}$ absinkt, siehe Abbildung 7.10. Je kleiner der Pulsabstand ist, desto weniger Energie muss aufgewendet werden, um das Material wieder zu schmelzen bzw. zu verdampfen, die Schmelze kann also direkt verdampft werden. Dadurch wird das Verdampfen schneller erreicht, so dass dafür weniger Energie benötigt wird und die Schmelze länger ausgetrieben werden kann.

Bei einer Steigerung der Temperatur von 0°C auf 1000°C sinkt der Absorptionsgrad von Stahl für die Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ zunächst, bei weiterer Temperaturerhöhung steigt er wieder an, z.B. für poliertes reines Eisen von ca. 35% bei 0°C auf ca. 30% bei 1000°C und ca. 33% bei 1600°C [68] bzw. für Stahl von ca. 32% bei 0°C auf 27% bei 1000°C und bleibt dann bei ca. 27% bis 1800°C [69]. Dieser Effekt ist gegenläufig zur Abtragssteigerung bei kleinen

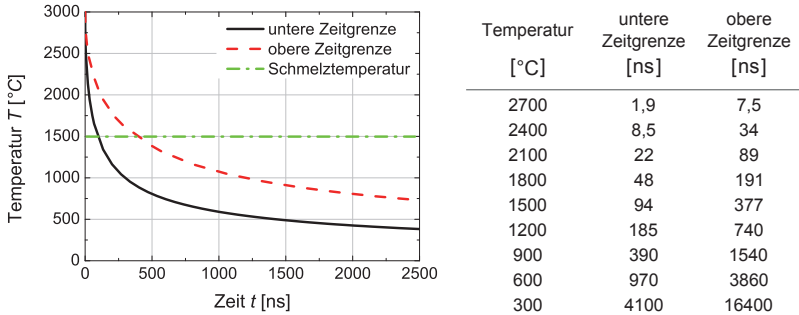


Abbildung 7.10: Abkühlung der Probenoberfläche bei der Bearbeitung mit ns-Doppelpulsbursts zu Abbildung 7.9 (Berechnung nach Abbildung 5.2). Als Querschnittsfläche für die Berechnung wird der Wert bei Einzelpulsbearbeitung bei halber Burstenergie, $A_{\text{Querschnitt}} = 100 \mu\text{m}^2$ verwendet. Die untere und obere Zeitgrenze ergeben sich aus $Q_0 = \delta_{\text{therm}}$ bzw. $Q_0 = 0,5 \cdot \delta_{\text{therm}}$, siehe Kap.5.2.1. ($v = 10 \text{ Hz}$, $v_{\text{Scan}} = 4 \text{ mm/min}$, $f = 50 \text{ mm}$, $\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 50 \text{ ns}$, $n = 2$ Überfahrten, Linienabtrag, Material: 1.4301, $\kappa = 5,28 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ [78], $T_s = 1400^\circ\text{C}$ [78])

Pulsauern und kann somit nicht als Erklärung für diese Beobachtung herangezogen werden.

Zusätzlich beeinflusst die Oxidation, die während der Bearbeitung stattfinden, die Absorptionsrate, was zu einer großen Steigerung des Absorptionsgrads auf bis zu 70 % zwischen 600°C und 2200°C [68] führt. Dieser Absorptionsgrad, der im Wesentlichen dem des Oxides entspricht, stellt sich im Gleichgewichtszustand ein, wenn bei der entsprechenden Temperatur eine dicke Oxidschicht gebildet wird. Wird die Oxidschicht wieder durch Verdampfen abgetragen, so wird der Absorptionsgrad wieder durch die Eigenschaften des Stahls dominiert [68]. Bei der Strukturierung wird das Material, d. h. der Stahl und die gerade entstehende Oxidschicht, schnell verdampft. Daher wird davon ausgegangen, dass der Effekt zur Steigerung des Absorptionsgrads durch die Oxidschicht durch deren sofortigen Abtrag nicht sehr groß ist. Wahrscheinlich gleichen sich die beiden Effekte zu einem relativ konstanten, leicht steigenden Absorptionsgrad in Abhängigkeit der Temperatur aus.

Um die Einflüsse der Absorption der Laserstrahlung im Plasma und die Ausbreitung der Druckwellen zu bewerten, werden weiterführende Messungen in Kap. 7.4 betrachtet.

Um Einflüsse der Interaktion des Plasmas mit der Oberfläche analysieren zu können, werden flächige Bearbeitungen mit symmetrischen ns-Doppelpulsen betrachtet. Hierfür werden Versuche mit Laser 4, siehe Tabelle 6.1, bei der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm, den Pulsdauern $\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 10$ ns, der Burstenergie $E_B = 50$ μ J bei der Repetitionsrate $\nu = 64$ kHz für Pulsabstände $\Delta t = 11$ bis 400 ns durchgeführt. Der Laserstrahl wird mit einem f- Θ -Objektiv der Brennweite $f = 100$ mm auf die Probe aus dem Stahl C75 fokussiert und mit einem Galvanometerscanner mit der Scangeschwindigkeit $v_{Scan} = 256$ mm/min bewegt. Für den Abtrag werden flächige Gesenke mit $n = 50$ Schichten bei einem Spurbstand $d_{Spur} = 4$ μ m abgetragen.

Der Abtrag pro Schicht fällt mit steigendem Pulsabstand von ca. $d = 3,25$ μ m/Schicht für $\Delta t = 11$ ns auf ca. $d = 2,6$ μ m/Schicht für $\Delta t = 50$ ns und bleibt dann konstant bis $\Delta t = 400$ ns, siehe Abbildung 7.11. Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche sinkt mit steigendem Pulsabstand von $Ra = 10$ μ m bei $\Delta t = 11$ ns auf $Ra = 4$ μ m für $\Delta t = 40$ ns und bleibt im Rahmen der Messgenauigkeit konstant für größere Pulsabstände bis $\Delta t = 400$ ns, siehe Abbildung 7.11.

Der Effekt der Abtragssteigerung ist in diesem Versuch nicht so groß wie beim Linienabtrag, siehe Abbildung 7.9. Dies ist auf die bereits vorhandene Abtragsvergrößerung durch die bedeutend größere Repetitionsrate, d. h. den sowieso verkleinerten Pulsabstand aufgrund der Repetitionsrate, beim Abtrag zurückzuführen ($\nu = 64$ kHz anstelle von $\nu = 10$ Hz, $\nu = 64$ kHz entspricht einem Pulsabstand $\Delta t = 15,6$ μ s). Der zweite Puls im Burst interagiert hier für kurze Pulsabstände $\Delta t < 44$ ns (untere Zeitgrenze) mit einer geschmolzenen Oberfläche, siehe Abbildung 7.12. Für größere Pulsabstände ist die Oberfläche zum Zeitpunkt des Auftreffens des zweiten Pulses bereits erstarrt, was den Einbruch in der Abtragsrate für $\Delta t \geq 60$ ns erklärt.

Durch die Änderung der verwendeten Wellenlänge ändert sich das Verhalten des Absorptionsgrads in Abhängigkeit der Temperatur leicht. Für die Wellenlänge $\lambda = 532$ nm steigt der Absorptionsgrad von Eisen mit steigender Oberflächentemperatur von ca. 42 % bei 0°C auf ca. 45 % bei 200°C zunächst an, fällt anschließend mit weiter steigender Temperatur auf ca. 44 % bei ca. 900°C ab und bleibt dann bis 1500°C konstant [18]. Damit ist der Einfluss des

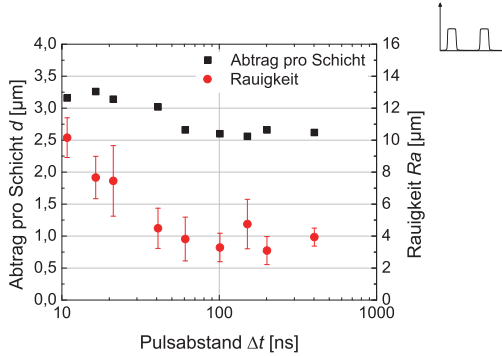
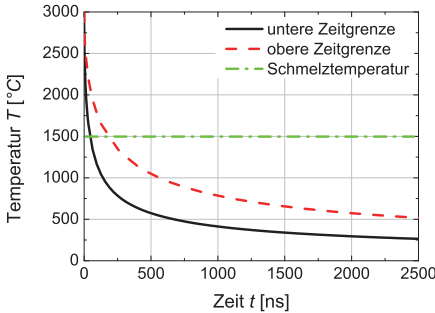


Abbildung 7.11: Logarithmische Darstellung des Abtrags pro Schicht und der Rauigkeit der abgetragenen Oberfläche in Abhängigkeit des Pulsabstands für den Abtrag mit symmetrischen ns-Doppelpuls-Bursts. Für Pulsabstände $\Delta t < 50$ ns steigt die Rauigkeit mit sinkendem Pulsabstand. ($\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 10$ ns, $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $f = 100$ mm, $v_{Scan} = 256$ mm/s, $d_{Spur} = 4$ μ m, $E_B = 50$ μ J, $v = 64$ kHz, $n = 50$ Schichten, Material: C75)

Absorptionsgrades vernachlässigbar.

Für kleine Pulsabstände interagiert das Plasma aufräudend mit der Oberfläche, für größere



Temperatur [°C]	untere Zeitgrenze [ns]	obere Zeitgrenze [ns]
2700	0,9	3,5
2400	4,0	16
2100	10,5	42
1800	22	90
1500	44	177
1200	87	348
900	181	725
600	450	1820
300	1930	7730

Abbildung 7.12: Abkühlung der Probenoberfläche bei der Bearbeitung mit ns-Doppelpuls-Bursts zu Abbildung 7.11 nach Abbildung 5.2. Als Abtragstiefe wird die halbe Abtragstiefe bei großem Pulsabstand verwendet, $d = 1,25$ μ m. Die untere und obere Zeitgrenze ergeben sich aus $Q_0 = \delta_{therm}$ bzw. $Q_0 = 0,5 \cdot \delta_{therm}$, siehe Kap.5.2.1. ($\tau = 10$ ns, $f = 100$ mm, $v_{Scan} = 256$ mm/s, $d_{Spur} = 4$ μ m, $E = 25$ μ J, $v = 64$ kHz, $n = 50$ Schichten, Material: C75, $\kappa = 12,78 \cdot 10^{-6}$ m²/s [78], $T_s = 1470$ °C [78], κ und T_s sind Werte für Stahl mit einem Kohlenstoffanteil 0,6 %))

Pulsabstände glättend. Je größer der Pulsabstand ist, desto weiter ist das Plasma des ersten Pulses bereits ausgedehnt, wenn der zweite Puls auf die Probenoberfläche trifft. Je weiter das Plasma bereits ausgedehnt ist, desto optisch dünner ist es und absorbiert weniger Energie des zweiten Pulses. Zusätzlich breitet sich das Plasma des zweiten Pulses schneller aus [30, 33, 35, 58]. Somit interagiert die Probenoberfläche für größere Pulsabstände kürzer mit einem zweiten, intensiven und dichten Plasma und führt zu einer glättenden Plasmainteraktion bei Pulsabständen $\Delta t > 40$ ns.

Im gleichen Versuchsaufbau wird die Energie auf symmetrische Mehrfachpuls-Bursts mit bis zu 5 Pulsen und jeweils gleich großen Pulsabständen Δt_i im Burst aufgeteilt. Die Gesamtdauer der Pulsbursts ist auf ca. 500 ns beschränkt.

Wird die Energie bei symmetrischen Mehrfachpuls-Bursts auf mehr als 2 Pulse aufgeteilt, kann der Abtrag pro Schicht noch weiter gesteigert werden. Mit steigendem Pulsabstand Δt_i sinkt für alle Pulszahlen im Burst der Abtrag pro Schicht. Für symmetrische Doppelpuls-Burst sinkt der Abtrag von $d = 3,25$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\Delta t = 11$ ns auf ca. $d = 2,6$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\Delta t > 50$ ns (siehe auch Abbildung 7.11), für symmetrische Dreifachpuls-Bursts von $d = 4,1$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\Delta t_i = 10$ ns auf $2,6$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\Delta t_i = 200$ ns. Bei der Bearbeitung mit symmetrischen Vierfachpuls-Bursts sinkt der Abtrag von $d = 4,3$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\Delta t_i = 10$ ns auf $2,4$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\Delta t_i = 150$ ns und für symmetrischen Fünffachpuls-Bursts von $d > 3,5$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\Delta t_i < 20$ ns auf $d < 3$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\Delta t_i > 40$ ns, siehe Abbildung 7.13. Damit wird für die Bearbeitung mit symmetrischen Vierfachpuls-Bursts in dieser Versuchsreihe der größte Abtrag pro Schicht erreicht.

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche sinkt mit steigendem Pulsabstand Δt_i für symmetrische Doppel- bis Vierfachpuls-Bursts. Für die Bearbeitung mit symmetrischen Doppelpuls-Bursts sinkt die Rauigkeit von $Ra = 10$ μm bei $\Delta t = 11$ ns auf $Ra = 4$ μm für $\Delta t > 40$ ns (siehe auch Abbildung 7.11), für die Bearbeitung mit symmetrischen Dreifachpuls-Bursts von $Ra = 6$ μm bei $\Delta t_i = 10$ ns auf $Ra = 3$ μm für $\Delta t_i > 20$ ns und für die Bearbeitung mit symmetrischen Vierfachpuls-Bursts von $Ra = 3,8$ μm bei $\Delta t_i = 10$ ns auf $Ra = 2$ μm bei $\Delta t_i > 20$ ns, siehe Abbildung 7.13.

Für die Bearbeitung mit symmetrischen Fünffachpuls-Bursts ist die Rauigkeit für alle Pulsabstände $\Delta t_i = 10$ bis 100 ns im Rahmen der Messgenauigkeit konstant bei $Ra = 2$ μm , siehe Abbildung 7.13.

Durch die symmetrische Aufteilung der Energie auf immer mehr Pulse im Burst wird der Abtrag pro Schicht bis zu einem Maximum gesteigert bis er abfällt, wenn die Pulsenergie der einzelnen Pulse im Burst immer kleiner wird. Das Maximum der Abtragsrate liegt in dieser Versuchsreihe bei Vierfachpuls-Bursts.

Die Steigerung des Abtrags pro Schicht ist auf mehrere Effekte zurückzuführen. Bei konstanter Burstenergie E_B wird die Energie und somit die Intensität der einzelnen Pulse im Burst immer kleiner (alle Einzelintensitäten $I > 10^8$ W/cm^2). Hierdurch wird weniger Energie des Pulses im gerade erzeugten Plasma absorbiert und die Energie kann effektiver für den Abtrag genutzt werden. Die Vorheizung und der gesteigerte Schmelzaustrieb durch das erneute Aufhei-

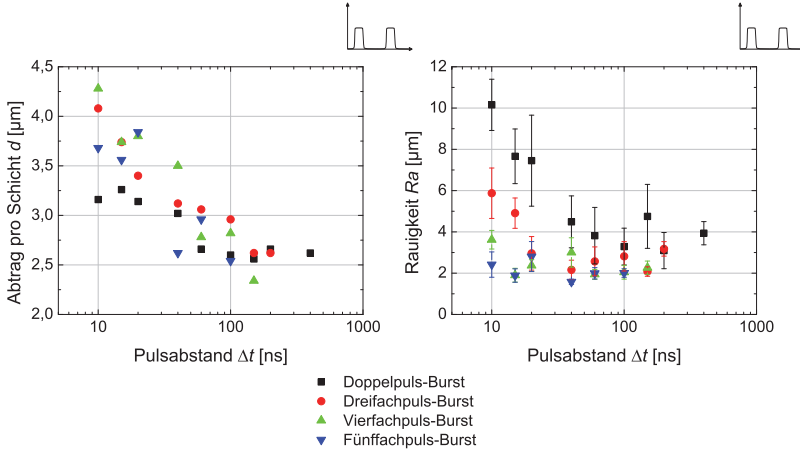


Abbildung 7.13: Logarithmische Darstellung von links: Abtragsrate und rechts: Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit des Pulsabstands bei der Bearbeitung mit symmetrischen ns-Doppel- bis Fünffachpuls-Bursts. Alle Pulsabstände Δt_i im Burst sind gleich groß. Mit mehr Pulsen im Burst kann der Abtrag pro Schicht zusätzlich gesteigert werden, gleichzeitig wird die Oberflächenrauigkeit verkleinert. (symmetrische Multipuls-Bursts, $\tau_i = 10$ ns, $f = 100$ mm, $v_{Scan} = 256$ mm/s, $d_{Spur} = 4$ μ m, $E_B = 50$ μ J, $\nu = 64$ kHz, $n = 50$ Schichten, Material: C75)

zen des heißen Metaldampfes wird bei dem Einsatz von immer mehr Pulsen im Burst immer weiter gesteigert, da prozentual immer mehr Pulse von der Vorheizung betroffen sind.

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche sinkt sowohl mit steigendem Pulsabstand Δt_i als auch mit steigender Anzahl der Pulse im Burst, unabhängig von den im Burst verwendeten Pulsabständen Δt_i . Da bei der Verwendung von immer mehr Pulsen pro Burst bei gleichem Pulsabstand Δt_i die Gesamt-Burstdauer proportional mit der Anzahl der Pulse im Burst zunimmt, wird die Rauigkeit in Abhängigkeit der Gesamt-Burstdauer betrachtet.

Mit steigender Gesamt-Burstdauer sinkt die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche unabhängig von der Anzahl der Pulse im Burst von $Ra = 10$ μ m bei einer Gesamt-Burstdauer $\tau_{Burst} = 14$ ns auf $Ra < 3,5$ μ m für Gesamt-Burstdauern $\tau_{Burst} > 80$ ns. Je mehr Pulse im Burst enthalten sind, desto kleiner ist die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche, siehe Abbildung 7.14.

Dies lässt auf eine glättende Interaktion des Plasmas mit der Oberfläche unter der Voraussetzung rückschließen, dass die geschmolzene Oberfläche und der heiße Metaldampf bis mindestens 80 ns nach dem ersten Auftreffen des Bursts einmal oder mehrmals wieder aufgeheizt wird. Je öfter dieses Wiederaufheizen stattfindet, desto größer ist der glättende Effekt.

Je mehr Pulse zeitlich dicht aufeinander folgen, desto schneller breitet sich der jeweils nachfolgende heiße Metaldampf aus [58, 30, 33, 35]. Hierin ist daher die Ursache für die verklei-

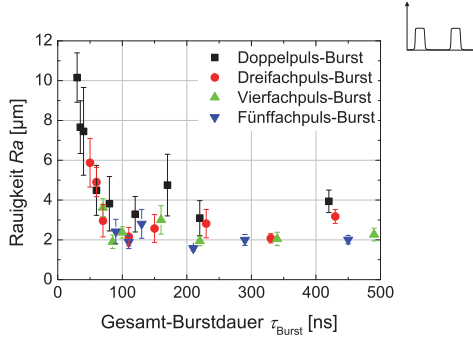


Abbildung 7.14: Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit Burstdauer für symmetrische ns-Pulsburst mit 2 bis 5 Pulsen im Burst, alle Pulsabstände Δt_i im Burst sind gleich lang. Für Burstdauern größer als ca. 80 ns ist die Oberflächenrauigkeit zwischen $R_a = 2$ und $3,5 \mu\text{m}$, je mehr Pulse im Burst enthalten sind, desto kleiner ist die Rauigkeit. (symmetrische Multipuls-Bursts, $\tau_i = 10 \text{ ns}$, $f = 100 \text{ mm}$, $v_{\text{Scan}} = 256 \text{ mm/s}$, $d_{\text{Spur}} = 4 \mu\text{m}$, $E_B = 50 \mu\text{J}$, $\nu = 64 \text{ kHz}$, $n = 50$ Schichten, Material: C75)

nerte Oberflächenrauigkeit zu vermuten, da die Probenoberfläche immer kürzere Zeit mit einem dichten Plasma interagiert.

Im Folgenden werden Versuche mit asymmetrischen Bursts nach den Fällen b bis d, siehe Abbildung 7.8, durchgeführt. Die Versuche werden mit Laser 4, siehe Tabelle 6.1, bei der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$, den Pulsdauern $\tau_i = 6$ bis 300 ns , der Burstenergie $E_B = 50 \mu\text{J}$ bei der Repetitionsrate $\nu = 64 \text{ kHz}$ für Pulsabstände $\Delta t = 20$ bis 150 ns durchgeführt. Der Laserstrahl wird mit einem f- Θ -Objektiv der Brennweite $f = 100 \text{ mm}$ auf die Probe aus dem Stahl C75 fokussiert und mit einem Galvanometerscanner mit der Scangeschwindigkeit $v_{\text{Scan}} = 256 \text{ mm/min}$ bewegt. Für den Abtrag werden flächige Gesenke mit $n = 50$ Schichten bei einem Spurabstand $d_{\text{Spur}} = 4 \mu\text{m}$ abgetragen.

Zuerst wird Fall b aus Abbildung 7.8 betrachtet. Bei konstanter Pulsdauer $\tau_i = 10 \text{ ns}$ und konstantem Pulsabstand $\Delta t = 40 \text{ ns}$ wird die Burstenergie $E_B = 50 \mu\text{J}$ asymmetrisch auf die Pulse des Doppelpuls-Burst aufgeteilt. Die Intensitäten der beiden Pulse werden somit ebenfalls variiert.

Für $E_{2,1} \leq E_{2,2}$ steigt mit steigendem Energieverhältnis $E_{2,1} : E_{2,2}$ der Pulse im Burst der Abtrag pro Schicht von $2,5 \mu\text{m/Schicht}$ für $E_{2,1} : E_{2,2} = 0,1$ auf $3 \mu\text{m/Schicht}$ bei $E_{2,1} : E_{2,2} = 1$. Für $E_{2,1} > E_{2,2}$, d. h. mit weiter steigendem Energieverhältnis $E_{2,1} : E_{2,2}$ liegt der Abtrag pro Schicht für alle untersuchten Energieverhältnisse bei ca. $d = 2 \mu\text{m/Schicht}$, siehe Abbildung 7.15.

In dieser Versuchsreihe wird der größte Abtrag pro Schicht erreicht, wenn die Energie gleichmäßig auf die beiden Pulse im Burst aufgeteilt wird, d. h. dem symmetrischen Doppelpuls. Ist die Energie asymmetrisch aufgeteilt, so ist der Abtrag pro Schicht größer für $E_{2,1} < E_{2,2}$. Die-

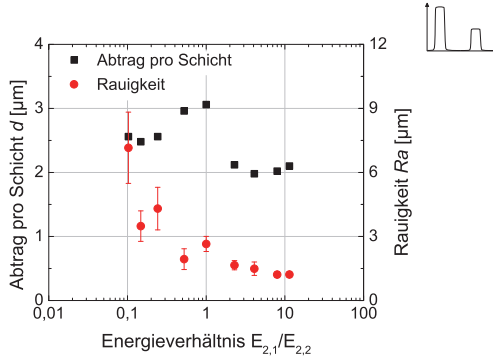


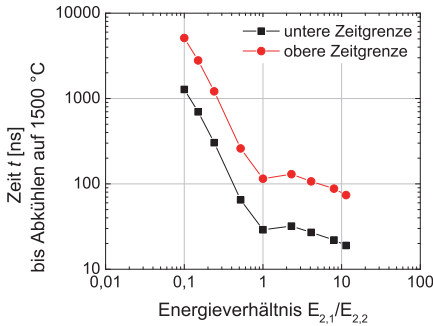
Abbildung 7.15: Abtrag pro Schicht und Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit des Energieverhältnisses der beiden Pulse im Burst. Für gleiche Pulsenergie der beiden Pulse im Burst wird der größte Abtrag pro Schicht erreicht, hingegen sinkt die Rauigkeit der Oberfläche mit sinkender Energie im zweiten Puls. ($\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 10$ ns, $E_B = 50$ μJ , $\Delta t = 40$ ns, $f = 100$ mm, $v_{\text{Scan}} = 256$ mm/s, $d_{\text{Spur}} = 4$ μm , $v = 64$ kHz, $n = 50$ Schichten, Material: C75)

ses Verhalten entspricht Beobachtungen in der Literatur, die eine bestmögliche Abtragsrate für $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 3$ für das Bohren von Blechen beschreiben [15].

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche sinkt im Rahmen der Messgenauigkeit mit steigendem Energieverhältnis von $R_a = 7,2$ μm bei $E_{2,1} : E_{2,2} = 0,1$ auf $R_a = 1,2$ μm für $E_{2,1} : E_{2,2} = 11$, siehe Abbildung 7.15. Dies bedeutet, je mehr Energie im ersten Puls enthalten ist, desto kleiner ist die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche.

Für den Pulsabstand $\Delta t = 40$ ns trifft (nach Berechnung der unteren Zeitgrenze) für $E_{2,1} < E_{2,2}$ der jeweils zweite Puls des Doppelpuls-Bursts auf eine geschmolzene Oberfläche, siehe Abbildung 7.16. Mit immer weiter steigender Energie des ersten Pulses $E_{2,1}$ im Burst und somit steigendem Energieverhältnis $E_{2,1}/E_{2,2}$ kühlt die Probe immer schneller ab. Durch diesen Effekt in Kombination mit der Plasmaabsorption lässt sich erklären, dass die Abtragsrate für $E_{2,1} < E_{2,2}$ größer als für $E_{2,1} > E_{2,2}$ ist, der Effekt ist jedoch nicht dominant. Die Abtragsbedingungen unterscheiden sich in erster Linie in Bezug auf die Absorption des zweiten Pulses im heißen Metaldampf, dem Schmelzaustrieb, der Druckwellenausbreitung sowie der Interaktion des Plasmas mit der Oberfläche.

Wie bei der Bearbeitung mit symmetrischen Doppelpuls-Bursts gezeigt, entsteht der Hauptanteil des Abtrags durch den zweiten Puls. Je kleiner die Energie des ersten Pulses ist, desto optisch dünner ist das entstehende Plasma und desto weniger Energie des ersten als auch des zweiten Pulses wird im Plasma des ersten Pulses absorbiert. Enthält der erste Puls mehr Energie, wird überproportional mehr Energie der beiden Pulse im Metaldampf absorbiert, so dass weniger Energie für den direkten Abtrag zur Verfügung steht. Die Schmelze wird aber durch



Energieverhältnis	untere Zeitgrenze [ns]	obere Zeitgrenze [ns]
0,1	1280	5100
0,15	700	2800
0,24	305	1200
0,52	65	260
1	29	115
2,3	32	130
4,1	27	107
8	22	88
11,4	19	74

Abbildung 7.16: Abkühlung der Probenoberfläche bei der Bearbeitung mit ns-Doppelpulsbursts zu Abbildung 7.15 nach Abbildung 5.2. Für die Berechnung des Abtrags wird die gemessene Tiefe prozentual entsprechend der Aufteilung der Burstenergie auf die beiden Pulse im Burst verteilt. Die untere und obere Zeitgrenze ergeben sich aus $Q_0 = \delta_{therm}$ bzw. $Q_0 = 0,5 \cdot \delta_{therm}$, siehe Kap.5.2.1. ($\tau = 10$ ns, $f = 100$ mm, $v_{Scan} = 256$ mm/s, $d_{Spur} = 4$ μ m, $E = 5$ bis 45 μ J, $\nu = 64$ kHz, $n = 50$ Schichten, Material: C75, $\kappa = 12,78 \cdot 10^{-6}$ m²/s [78], $T_s = 1470^\circ$ C [78], κ und T_s sind Werte für Stahl mit einem Kohlenstoffanteil 0,6 %)

den neu aufgeheizten Metaldampf effektiver ausgetrieben.

Mit steigender Energie im ersten Puls steigt die optische Dichte des Plasmas, wodurch umso mehr Energie der beiden Pulse in diesem Plasma absorbiert wird. Für $E_{2,1} > E_{2,2}$ steht somit mit steigendem $E_{2,1}$ immer weniger Energie dem Abtrag direkt zur Verfügung.

Da der Abtrag pro Schicht für den Fall $E_{2,1} < E_{2,2}$ größer ist als für $E_{2,1} > E_{2,2}$, bedeutet dies, dass die direkte Interaktion des Laserpulses mit der Oberfläche stärker zum Abtrag beiträgt als ein Schmelzaustrieb durch den nachträglich erhitzten Metaldampf.

Die Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche wirkt umso glättender, je größer die Energie $E_{2,1}$ im ersten Puls des Bursts ist. Mit steigender Energie im zweiten Puls $E_{2,2}$ steigt die Rauigkeit der bearbeiteten Oberfläche. Die bisher gezeigten Versuche legen nahe, dass die Rauigkeit der bearbeiteten Oberflächen sinkt, wenn diese mit einem weniger stark angeregten Plasma interagiert. Daher ist zu vermuten, dass der Metaldampf für $E_{2,1} > E_{2,2}$ weniger stark durch den zweiten Puls angeregt wird als für $E_{2,1} < E_{2,2}$.

Die Änderung der Intensitäten der beiden Pulse im asymmetrischen Doppelpuls-Burst wird im Folgenden über die Änderung der Pulsdauer der beiden Pulse im Burst bei gleicher Pulsenergie $E_{2,1} = E_{2,2}$ vorgenommen, siehe Fall c in Abbildung 7.8. Die Pulsdauern werden in einem Bereich $\tau_i = 10$ bis 70 ns variiert, wobei immer eine der beiden Pulsdauern auf $\tau = 10$ ns festgelegt wird. Für alle Versuche beträgt der Pulsabstand $\Delta t = 40$ ns.

Für $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} < 1$, d. h. $\tau_{2,1} = 10$ ns, steigt der Abtrag pro Schicht mit steigendem Pulsdauernverhältnis von $d = 2,2$ μ m/Schicht für $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} = 0,16$ auf $d = 3,3$ μ m/Schicht für

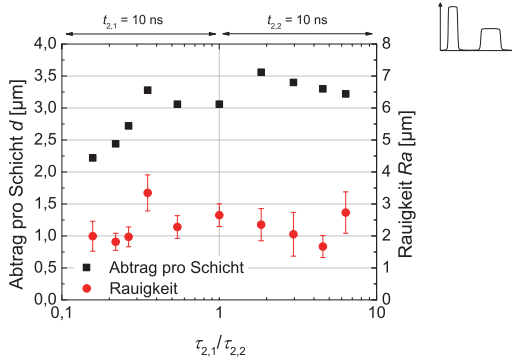


Abbildung 7.17: Abtrag pro Schicht und Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit des Pulsdauernverhältnisses ($\tau_{2,1}/\tau_{2,2}$) für Doppelpulse. Die Energie der beiden Pulse im Doppelpuls ist gleich $E_{2,1} = E_{2,2}$. Für $\tau_{2,1} = 2 \cdot \tau_{2,2}$ ist der Abtrag am größten. (für $\tau_{2,1}/\tau_{2,2} < 1$ ist $\tau_{2,1} = 10$ ns, für $\tau_{2,1}/\tau_{2,2} > 1$ ist $\tau_{2,2} = 10$ ns, $E_B = 50$ μJ , $\Delta t = 40$ ns, $f = 100$ mm, $v_{\text{Scan}} = 256$ mm/s, $d_{\text{Spur}} = 4$ μm , $v = 64$ kHz, $n = 50$ Schichten, Material: C75)

$\tau_{2,1} : \tau_{2,2} = 0,35$ und fällt dann mit weiter steigendem $\tau_{2,1} : \tau_{2,2}$ auf $d = 3,1$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ bis $\tau_{2,1} = \tau_{2,2}$. Für $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} > 1$, d. h. $\tau_{2,2} = 10$ ns, fällt der Abtrag pro Schicht mit steigendem Pulsdauernverhältnis von $d = 3,6$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} = 1,8$ auf $d = 3,2$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} = 6,4$, siehe Abbildung 7.17.

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche bleibt für alle Pulsdauernverhältnisse im Rahmen der Messgenauigkeit bei $Ra = 2$ μm , siehe Abbildung 7.17.

Bei den hier untersuchten asymmetrischen Doppelpuls-Bursts ist $E_{2,1} = E_{2,2}$, $\Delta t = 40$ ns und eine der Pulsdauern $\tau_{2,i} = 10$ ns. Damit unterscheiden sich die Burst durch die jeweils andere Pulsdauer $\tau_{2,j}$ und Pulsintensität $I_{2,j}$ der beiden Pulse im Burst.

Wird der Abtrag der beiden Pulse einzeln, ohne Burst, betrachtet, so trägt der Puls mit konstanter Pulsdauer $\tau_{2,i} = 10$ ns immer den gleichen Anteil zu dem Abtrag bei. Nach den Ergebnissen aus Kap. 7.2.1, Abbildung 7.2 links, nimmt der Abtrag für den Puls mit variiert Pulsdauer im hier betrachteten Pulsdauernbereich $\tau_i = 10$ bis 70 ns mit steigender Pulsdauer zu.

Bei reiner Addition der Abträge der beiden Pulse muss also der Abtrag pro Schicht für die Bearbeitung mit den Doppelpuls-Bursts mit steigendem Pulsdauernverhältnis von $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} = 0,16$ bis $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} = 1$ abnehmen und mit weiter steigendem Pulsdauernverhältnis bis $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} = 6,4$ wieder zunehmen. Dieses Verhalten ist für Pulsdauernverhältnisse $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} = 0,35$ bis 1,8 gegeben. Für die kleineren und größeren untersuchten Pulsdauernverhältnisses verhält sich die Abtragsrate umgekehrt als erwartet.

Im linken Teil des Graphen bis $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} = 1$ ist $\tau_{2,1} = 10$ ns konstant gehalten und $\tau_{2,2} =$ variabel, d. h. der Puls mit der variierten Pulsdauer/Intensität trifft immer auf das in gleicher Weise vorgeheizte Material und heißen Metalldampf. Da mit steigendem Pulsdauernverhält-

nis von $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} = 0,16$ bis $0,35$, d. h. mit sinkender Pulsdauer und steigender Intensität des zweiten Pulses, der Abtrag pro Schicht steigt, ist davon auszugehen, dass der zweite Puls eine zu kleine Intensität aufweist. Durch das Plasma des ersten Pulses wird zu viel absorbiert und zu wenig Energie bei zu kleiner Intensität kann mit der Oberfläche interagieren. Mit sinkender zweiter Pulsdauer nimmt dieser Effekt ab und ein größerer Anteil wird zum Abtrag beigetragen.

Im rechten Teil des Graphen für $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} \geq 1$ ist $\tau_{2,1} =$ variabel und $\tau_{2,2} = 10$ ns wird konstant gehalten. Hier trifft der zweite, immer identische Puls auf unterschiedlich vorgeheizte Oberflächen und unterschiedliche Plasmen. In diesem Bereich ist der Abtrag pro Schicht größer als für das Pulsdauernverhältnis $\tau_{2,1} : \tau_{2,2} = 1$, was auf eine kleinere Absorption im heißen Metalldampf hinweist als für $\tau_{2,1}/\tau_{2,2} \leq 1$.

Mit steigender Pulsdauer $\tau_{2,1}$, d. h. sinkender Intensität des ersten Pulses, sinkt der Abtrag pro Schicht. Hierdurch wird weniger Energie des zweiten Pulses im Plasma absorbiert, was zu einer Steigerung der Abtragsrate führen würde. Nach den Ergebnissen aus Abbildung 7.2 links wird durch die längere Aufheizzeit bei steigender Pulsdauer $\tau_{2,1}$ die Wärmeeindringtiefe des ersten Pulses vergrößert. Nach Abbildung 5.2 bedeutet dies, dass mit steigender Pulsdauer $\tau_{2,1}$ die Probe langsamer bis zum zweiten Puls im Burst abkühlt. Somit ist eine Vorheizung der Probe mit steigender Pulsdauer effektiver und die Abtragsrate sollte steigen. Eine Abnahme des Abtrages, wie in der vorliegenden Untersuchung beobachtet, kann mit diesen Effekten nicht erklärt werden. Die Ursache der Abnahme der Abtragsrate ist in der Plasmaausbreitung und dem Schmelzaustrieb durch den heißen Metalldampf zu suchen.

Um die Rauigkeit der strukturierten Oberflächen und damit die Interaktion des Plasmas mit der Oberfläche zu bewerten, ist die Standardabweichung der Messwerte zu groß. Im Rahmen der Messgenauigkeit kann von einer nahezu konstanten Rauigkeit für alle Pulsdauernverhältnisse ausgegangen werden.

Als letzter Fall der Variation der asymmetrischen Doppelpulse wird Fall d aus Abbildung 7.8 betrachtet. Bei konstanter Intensität der Pulse im Burst, d. h. $I_{2,1} = I_{2,2}$, und konstantem Pulsabstand ($\Delta t = 20$ bzw. 150 ns) wird die Pulsdauer und damit die Pulsenergie variiert. Zur Einschränkung des Parameterfelds wird jeweils für einen der Pulse im Burst die Pulsdauer konstant bei $\tau_{2,i} = 10$ ns gehalten. Die andere Pulsdauer wird variiert von $\tau_{2,j} = 7$ bis 300 ns.

Die beiden gewählten Pulsabstände entsprechen den beiden gegenläufigen Trends des Abtrag mit symmetrischen Doppelpuls-Bursts, siehe Versuchsreihe Abbildung 7.11. Für einen kleinen Pulsabstand, $\Delta t = 20$ ns, wird eine große Abtragsrate bei großer Rauigkeit der strukturierten Oberfläche erzielt, für einen größeren Pulsabstand, $\Delta t = 150$ ns ist die Abtragsrate kleiner bei kleinerer Rauigkeit der strukturierten Oberfläche.

Wird die Pulsdauer des ersten Pulses variiert, d. h. $\tau_{2,1} =$ variabel, ist für den Pulsabstand $\Delta t = 20$ ns für $\tau_{2,1} < 30$ ns der Abtrag pro Schicht konstant bei $d = 3,2$ bis $3,3$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$. Für $\tau_{2,1} = 40$ steigt der Abtrag pro Schicht auf $d = 3,9$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ und sinkt dann mit weiter steigender Pulsdauer auf $d = 2,6$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\tau_{2,1} = 200$ ns. Für den Pulsabstand $\Delta t = 150$ ns liegt der Abtrag pro Schicht für $\tau_{2,1} < 20$ ns konstant bei $d = 2,6$ bis $2,7$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$. Für $\tau_{2,1} \geq 30$ ns steigt die Abtragsrate auf $d = 3,2$ $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ und fällt erst für $\tau_{2,1} = 200$ ns auf

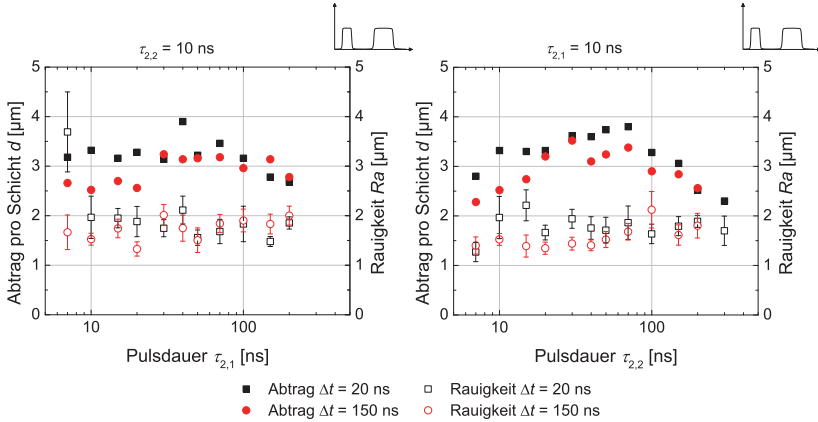


Abbildung 7.18: Logarithmische Darstellung von Abtrag pro Schicht und Rauigkeit der strukturierten Oberfläche bei gleicher Intensität der beiden Pulse im Burst. Links: in Abhängigkeit der Pulsdauer des ersten Pulses im Burst $\tau_{2,1}$, rechts: in Abhängigkeit der Pulsdauer des zweiten Pulses im Burst $\tau_{2,2}$. ($E_B = 50 \mu\text{J}$, $I_{2,1} = I_{2,2}$, $f = 100 \text{ mm}$, $v_{Scan} = 256 \text{ mm/s}$, $d_{Spur} = 4 \mu\text{m}$, $v = 64 \text{ kHz}$, $n = 50$ Schichten, links: $\tau_{2,2} = 10 \text{ ns}$, rechts: $\tau_{2,1} = 10 \text{ ns}$, Material: C75)

$d = 2,7 \mu\text{m/Schicht}$ ab, siehe Abbildung 7.18 links.

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche liegt für beide Pulsabstände $\Delta t = 20$ bzw. 150 ns im Bereich $Ra = 1,3$ bis $2,1 \mu\text{m}$ und ist im Rahmen der Messgenauigkeit konstant. Einzige die Rauigkeit für $\tau_{2,1} = 7 \text{ ns}$ bei $\Delta t = 20 \text{ ns}$ weist einen großen Wert von $Ra = 3,7 \mu\text{m}$ auf, siehe Abbildung 7.18 links.

Wird die Pulsdauer des zweiten Pulses im Burst variiert, d. h. $\tau_{2,2} = \text{variabel}$, so steigt für den Pulsabstand $\Delta t = 20 \text{ ns}$ mit steigender Pulsdauer der Abtrag pro Schicht von $d = 2,8 \mu\text{m/Schicht}$ für $\tau_{2,2} = 7 \text{ ns}$ auf $d = 3,8 \mu\text{m/Schicht}$ für $\tau_{2,2} = 70 \text{ ns}$. Mit weiter steigender Pulsdauer fällt die Abtragsrate auf $d = 2,3 \mu\text{m/Schicht}$ für $\tau_{2,2} = 300 \text{ ns}$. Für den Pulsabstand $\Delta t = 150 \text{ ns}$ steigt die Abtragsrate von $d = 2,3 \mu\text{m/Schicht}$ für $\tau_{2,2} = 7 \text{ ns}$ auf $d = 3,6 \mu\text{m/Schicht}$ für $\tau_{2,2} = 30 \text{ ns}$ und fällt mit weiter steigender zweiter Pulsdauer auf $d = 2,6 \mu\text{m/Schicht}$ für $\tau_{2,2} = 200 \text{ ns}$ ab, siehe Abbildung 7.18 rechts.

Die Abtragsrate ist im Rahmen der Messgenauigkeit für $\Delta t = 150 \text{ ns}$ für alle Pulsdauern kleiner als für $\Delta t = 20 \text{ ns}$. Dieses Ergebnis ist konsistent mit dem des Abtrags mit symmetrischen Doppelpulsen, siehe Abbildung 7.11. Zusätzlich ist der Abtragsprozess etwas effektiver, d. h. die Abtragsrate ist größer, wenn $\tau_{2,1} = 10 \text{ ns}$ ist, vergleiche [15].

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche verhält sich für die beiden Pulsabstände verschieden. Für $\Delta t = 20 \text{ ns}$ ist die Rauigkeit für alle Pulsdauern $\tau_{2,2}$ im Rahmen der Messgenauigkeit konstant zwischen $Ra = 1,6$ und $2,2 \mu\text{m}$. Ausnahme hier ist nur die Rauigkeit $Ra = 1,3 \mu\text{m}$ für $\tau_{2,2} = 7 \text{ ns}$. Für $\Delta t = 150 \text{ ns}$ steigt die Rauigkeit mit steigender Pulsdauer leicht an, von

$Ra = 1,3 \mu\text{m}$ bei $\tau_{2,2} = 7$ auf $2 \mu\text{m}$ für $\tau_{2,2} > 100 \text{ ns}$, siehe Abbildung 7.18 rechts.

Mit steigender Pulsdauer $\tau_{2,i}$ sinkt durch die konstante Burstenergie E_B die Intensität beider Pulse im Burst mit den Pulsdauern $\tau_{2,i} = 10 \text{ ns}$ und $\tau_{2,j} = \text{variabel}$. Für beide Pulse verhält sich die Abtragsrate in Abhängigkeit der Intensität gleich, d. h. die Abtragsrate steigt zunächst mit sinkender Intensität auf ein Maximum an. Mit weiter steigender Pulsdauer sinkt die Abtragsrate, bis schließlich kein Abtrag mehr stattfindet, da die Intensität für einen Abtrag zu klein geworden ist, siehe Kap. 7.2.1, Abbildung 7.2. Das Maximum der Abtragsrate kann dabei für unterschiedliche Pulsdauern bei unterschiedlichen Intensitäten liegen.

Werden diese beiden Abtragsraten der beiden Pulse aufaddiert, ergibt sich in mit steigender Pulsdauer, d. h. sinkender Intensität beider Pulse, für den Abtrag eine Maximumskurve, die ein Plateau enthalten kann. Dies entspricht dem Verlauf der Abtragsrate in Abhängigkeit der variierten Pulsdauer $\tau_{2,i}$. Daher ist davon auszugehen, dass das Verhalten der Abtragsrate in Abhängigkeit der variierten Pulsdauer $\tau_{2,i}$ in erster Linie mit der Überlagerung der beiden Abträge der Pulse im Burst zu erklären ist und nicht mit den Effekten Vorheizung, Wärmeeindringtiefe und Absorption im heißen Metaldampf sowie dessen Ausbreitung.

Die Vorheizung der Probe und somit die gesteigerte Wärmeeindringtiefe für den nachfolgenden Puls nimmt mit zunehmendem Pulsabstand Δt und zunehmender Pulsdauer $\tau_{2,i}$ ab. Die gesenkte Abtragsrate bei der Bearbeitung mit Bursts mit größerem Pulsabstand $\Delta t = 150 \text{ ns}$ gegenüber dem Pulsabstand $\Delta t = 20 \text{ ns}$ ist wahrscheinlich in erster Linie auf die verringerte Vorheizung und die verringerte Wärmeeindringtiefe bei dem größeren Pulsabstand zurückzuführen.

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche ist im Rahmen der Messgenauigkeit für die untersuchten Parameter $\tau_{2,i}$ und Δt konstant. Somit haben diese Parameter keine ändernde Wirkung auf die Interaktion des Metaldampfes mit der Oberfläche, siehe Abbildung 7.18.

7.3 Abtrag mit ps-Pulsen

Für die Bearbeitung mit ps-Pulsen werden ausschließlich Untersuchungen zur Strukturierung mit Pulsbursts durchgeführt. Eine Variation der Pulsform ist nicht möglich. Hierfür wird ein diodengepumpter Nd:YVO₄ MOPA-Laser eingesetzt, siehe Laser 5 in Tabelle 6.1.

Die Bearbeitung findet bei der Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ und der Pulsdauer $\tau = 10 \text{ ps}$ statt, als Material wird C75 eingesetzt. Die mit dem Laser erzeugten Pulsbursts haben als Pulsabstand immer ein ganzzahliges Vielfaches der Seederumlaufzeit $\Delta t_i = 20 \text{ ns}$, siehe Abbildung 7.19. Die Versuche werden bei einer Repetitionsrate von 100 kHz durchgeführt. Untersucht werden Pulsbursts mit $n = 1 - 3$ Pulsen. Der Pulsabstand Δt wird zwischen 20 und 5000 ns variiert, die Burstenergie E_B zwischen 2 und $22 \mu\text{J}$. Die Energie wird dabei sowohl symmetrisch als auch asymmetrisch auf die Pulse im Burst verteilt.

Der Laserstrahl wird mit einem $f\text{-}\Theta$ -Objektiv der Brennweite $f = 120$ bzw. 160 mm auf die Probenoberfläche einer Stahlprobe C75 fokussiert und mittels Scanner mit einer Scangeschwindigkeit $v_{\text{scan}} = 200$ bis 400 mm/s verfahren. Für die Bearbeitungen werden flächige Gesenke

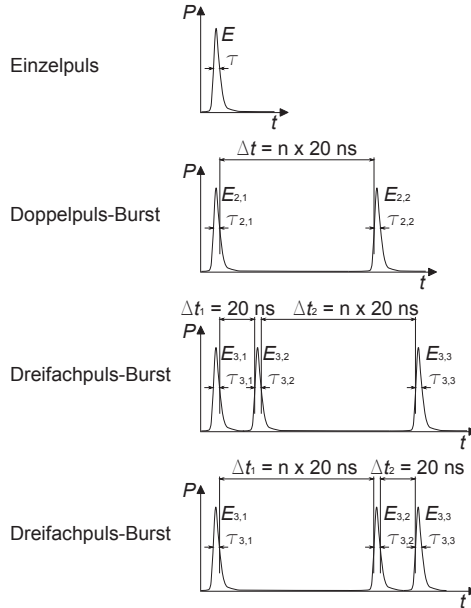


Abbildung 7.19: Untersuchte Burst-Formen bei der Bearbeitung mit ps-Bursts. Burst mit ein bis drei Pulsen werden untersucht. Bedingt durch den Aufbau des verwendeten Lasers betragen die Pulsabstände im Burst immer $\Delta t_i = n \cdot 20 \text{ ns}$, nur ein Pulsabstand im Burst kann frei gewählt werden, jeder weitere beträgt $\Delta t_j = 20 \text{ ns}$.

aus $n = 200$ Schichten mit Spurbständen $d_{\text{spur}} = 8$ bzw. $10 \mu\text{m}$ abgetragen.

Bei der Bearbeitung mit Pulsbursts sind als beeinflussende Effekte in Bezug auf Abtragsrate und Oberflächenqualität

- Vorheizung
- Absorptionsgrad
- Wärmeeindringtiefe
- Absorption im Plasma
- Druckwellenausbreitung
- Interaktion des Plasmas mit der Oberfläche

zu betrachten, vergleiche Kap. 5.1. Der Absorptionsgrad kann hier ebenfalls vernachlässigt werden, da er sich mit der Temperatur nicht maßgeblich ändert, siehe Erklärung in Kap. 12.2.1.

7.3.1 Abtrag mit ps-Doppelpuls-Bursts

Bei der Laserstrukturierung mit symmetrischen ps-Doppelpuls-Bursts wird die Abhängigkeit des Abtrags pro Schicht vom Pulsabstand Δt für verschiedene Burstenergie E_B und verschiedenen Energieverhältnissen im Burst untersucht. Der Abtrag pro Schicht wird mit dem des Einzelpulsabtrag, bei gleicher Burstenergie für $E_B = 2$ bis $22 \mu\text{J}$ verglichen.

Für die Burstenergien $E_B = 2; 4$ und $8 \mu\text{J}$ ist die Abtragsrate für die Bearbeitung mit symmetrischen Doppelpuls-Bursts unabhängig von dem verwendeten Pulsabstand Δt . Für $E_B = 2 \mu\text{J}$ liegt sie bei $d = 0,1 \mu\text{m}/\text{Schicht}$, für $E_B = 4 \mu\text{J}$ bei $d = 0,37 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ und für $E_B = 8 \mu\text{J}$ bei $d = 0,8 \mu\text{m}/\text{Schicht}$. Bei der Bearbeitung mit den Burstenergien $E_B = 16$ und $22 \mu\text{J}$ steigt die Abtragsrate mit steigendem Pulsabstand erst an und bleibt dann im Rahmen der Messgenauigkeit konstant. Für $E_B = 16 \mu\text{J}$ steigt die Abtragsrate von $d = 0,95 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\Delta t = 20$ ns auf $d = 1,12 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\Delta t \geq 80$ ns, für $E_B = 22 \mu\text{J}$ von $d = 1,1 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\Delta t = 20$ ns auf $d = 1,3 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\Delta t \geq 140$ ns, siehe Abbildung 7.20 links.

Die Abtragsraten für die Bearbeitungen mit den Vergleichs-Einzelpulsen gleicher Burstenergie liegen bei $d = 0,19 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $E_B = 2 \mu\text{J}$, $d = 0,35 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $E_B = 4 \mu\text{J}$, $d = 0,59 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $E_B = 8 \mu\text{J}$, $d = 0,75 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $E_B = 16 \mu\text{J}$ und $d = 0,91 \mu\text{m}/\text{Schicht}$

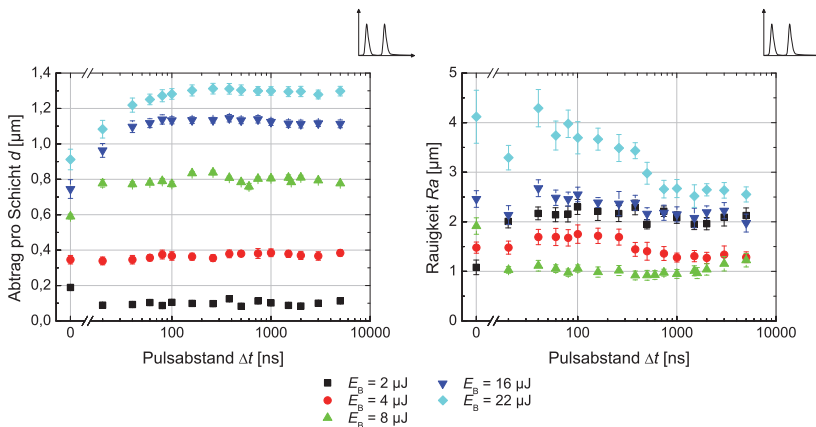


Abbildung 7.20: Logarithmische Darstellung von links: Abtrag pro Schicht und rechts: Rauigkeit der strukturierten Oberfläche für die Bearbeitung mit symmetrischen ps-Doppelpuls-Burst in Abhängigkeit des Pulsabstands Δt . Der Pulsabstand $\Delta t = 0$ ns steht für die Bearbeitung mit Einzelpulsen bei gleicher Burstenergie E_B . Für Burstenergien größer als $4 \mu\text{J}$ kann der Abtrag gegenüber Einzelpulsen bei gleicher Burstenergie um bis zu 50 % gesteigert werden und die Oberflächenrauigkeit verkleinert werden. ($\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 12$ ps, $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $f = 160$ mm, $v_{\text{Scan}} = 200$ mm/s, $d_{\text{Spur}} = 10 \mu\text{m}$, $\nu = 100$ kHz, $n = 200$ Schichten, Material: C75)

für $E_B = 22 \mu\text{J}$, siehe Abbildung 7.20 links.

Für kleine Burstenergien wird der Abtrag pro Schicht durch die Aufteilung der Burstenergie E_B auf die beiden Pulse im Burst unabhängig von Δt verkleinert. Für $E_B = 2 \mu\text{J}$ ist die Abtragsrate für Doppelpuls-Bursts halb so groß wie für die Einzelpulsbearbeitung, siehe Abbildung 7.20 links. Als Abtragsschwelle für die Strukturierung von Stahl in diesem Aufbau ist $0,9 \mu\text{J}$ bestimmt worden. Die Energie der beiden Einzelpulse liegt zu nah an der Bearbeitungsschwelle, um eine große Abtragsrate zu erzielen. Für die Bearbeitung mit $E_B = 4 \mu\text{J}$ ist der Abtrag pro Schicht im Rahmen der Messgenauigkeit für alle Pulsabstände Δt gleich dem des Einzelpulsabtrags bei gleicher Burstenergie, siehe Abbildung 7.20 links.

Die Standardabweichung des Abtrags pro Schicht wird gegenüber der des Einzelpulsabtrags bei der Bearbeitung mit Burstenergien $E_B > 8 \mu\text{J}$ verkleinert (Messung über 20 Messpunkte je 10 Schichten, siehe Kap.6.2). Dies deutet auf einen stabileren Abtragsprozess durch die Bearbeitung mit Bursts hin. Für große Burstenergien $E_B > 16 \mu\text{J}$ wird durch den Einsatz von Doppelpuls-Bursts eine Steigerung der Abtragsrate um bis zu 50 % für Pulsabstände $\Delta t > 100 \text{ ns}$ erreicht [79, 80], siehe Abbildung 7.20 links.

Bei dem Vergleich der Abtragsraten bei konstanter Burstenergie wird die Intensität pro Puls zwischen dem Doppelpuls-Burst und dem Einzelpuls variiert. Um die Intensität pro Puls konstant zu halten werden zusätzlich der Abtrag pro Schicht für die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts und der zweifache Abtrag der Bearbeitung mit Einzelpulsen bei halber Burstenergie $E_B/2$ miteinander verglichen. Hierbei weisen alle Pulse die gleiche Pulsenergie auf.

Der doppelte Abtrag für die Einzelpulsbearbeitung bei $E_B = 11 \mu\text{J}$ beträgt $d = 1,25 \mu\text{m}/\text{Schicht}$. Für die Bearbeitung mit der Burstenergie $E_B = 22 \mu\text{J}$ wird ein maximaler Abtrag pro Schicht von $d = 1,32 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ erreicht. Für Pulsabstände $\Delta t > 60 \text{ ns}$ liegt der Abtrag der Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts über dem doppelten der Einzelpulse halber Burstenergie. Der Abtrag kann bei Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts bei $E_B = 22 \mu\text{J}$ um 5 % gesteigert werden, siehe Abbildung 7.21 links [79, 80]. Eine maximale Steigerung von 10 % gegenüber der Bearbeitung mit Einzelpulsen halber Burstenergie (doppelte Abtragsrate) wird für $E_B = 16 \mu\text{J}$ erreicht. Gegenüber der Abtragsrate bei doppelter Repetitionsrate ($\Delta t = 5000 \text{ ns}$) ergibt sich nahezu keine Steigerung des Abtrags pro Schicht.

Zusätzlich zu den oben beschriebenen Strukturierungsversuchen mit symmetrischen ps-Doppelpuls-Bursts wird die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche betrachtet. Für die Bearbeitung mit ps-Einzelpulsen der gleichen Burstenergie ergeben sich für die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche die Werte $Ra = 1 \mu\text{m}$ für $E_B = 2 \mu\text{J}$, $Ra = 1,5 \mu\text{m}$ für $E_B = 4 \mu\text{J}$, $Ra = 1,9 \mu\text{m}$ für $E_B = 8 \mu\text{J}$, $Ra = 2,5 \mu\text{m}$ für $E_B = 16 \mu\text{J}$ und $Ra = 2,5 \mu\text{m}$ für $E_B = 22 \mu\text{J}$, siehe Abbildung 7.20 rechts.

Für die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit des Pulsabstands sind zwei verschiedene Verhalten zu erkennen.

Für die Burstenergien $E_B = 2 \mu\text{J}$ und $E_B = 8 \mu\text{J}$ ist die Rauigkeit im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig von dem Pulsabstand Δt . Für $E_B = 2 \mu\text{J}$ beträgt die Rauigkeit $Ra = 2,1 \mu\text{m}$, für $E_B = 8 \mu\text{J}$ $Ra = 1,1 \mu\text{m}$. Die Rauigkeit bei der Bearbeitung mit $E_B = 8 \mu\text{J}$ weist tendenziell

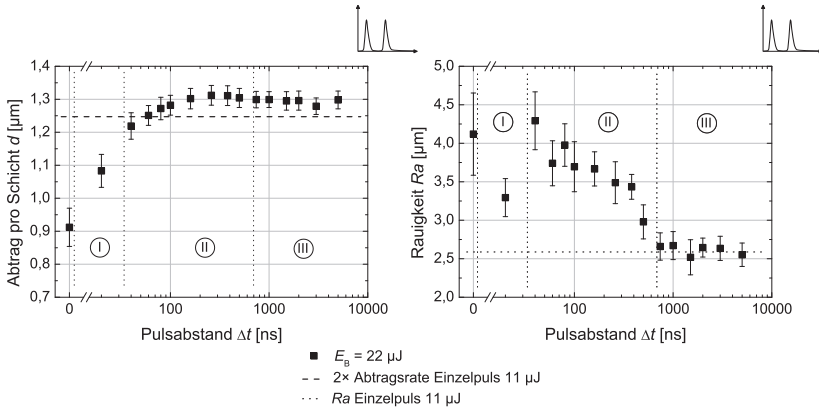


Abbildung 7.21: Logarithmische Darstellung von links: Abtrag pro Schicht und rechts: Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit des Pulsabstands für die Bearbeitung mit symmetrischen ps-Doppelpuls-Bursts. Pulsabstand $\Delta t = 0$ ns bedeutet Bearbeitung mit Einzelpulsen bei gleicher Burstenergie E_B . Der Abtrag pro Schicht wird durch die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts gegenüber dem doppelten Einzelpulsabtrag bei halber Burstenergie $E_B/2$ um ca. 5 % gesteigert. Für $\Delta t > 800$ ns ist die Rauigkeit gleich der mit Einzelpulsabtrag bei halber Burstenergie [79, 80]. ($\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 12$ ps, $E_B = 22$ μ J, $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $f = 160$ mm/s, $v_{scan} = 200$ mm/s, $d_{spur} = 10$ μ m, $v = 100$ kHz, $n = 200$ Schichten bzw. $n = 400$ Schichten für Bearbeitung mit $E_B/2$, Material: C75)

eine minimale Werte für Pulsabstände $\Delta t = 380$ bis 600 ns auf, siehe Abbildung 7.20 rechts. Die Rauigkeit für $E_B = 2$ μ J ist für die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts größer als die für die Bearbeitung mit Einzelpulsen gleicher Burstenergie, für $E_B = 8$ μ J ist sie kleiner.

Für die Burstenergien $E_B = 4$; 16 und 22 μ J variiert die Rauigkeit mit dem Pulsabstand Δt . Für $\Delta t = 20$ ns ist die Rauigkeit mit $Ra = 1,5$ μ m für $E_B = 4$ μ J, $Ra = 2,1$ μ m für $E_B = 16$ μ J bzw. $Ra = 2,1$ μ m für $E_B = 22$ μ J kleiner oder gleich der des Einzelpulsabtrags mit gleicher Burstenergie. Für $\Delta t = 40$ bis ca. 700 ns ist die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche groß. In diesem Bereich nimmt die Rauigkeit mit steigendem Pulsabstand ab und bleibt für $\Delta t > 700$ ns konstant. So sinkt die Rauigkeit für $E_B = 4$ μ J von $Ra = 1,7$ μ m bei $\Delta t = 40$ ns auf $Ra = 1,4$ μ m bei $\Delta t > 700$ ns ab, für $E_B = 16$ μ J von $Ra = 2,7$ μ m bei $\Delta t = 40$ ns auf $Ra = 2,2$ μ m bei $\Delta t > 700$ ns und $E_B = 22$ μ J von $Ra = 4,3$ μ m bei $\Delta t = 40$ ns auf $Ra = 2,7$ μ m bei $\Delta t > 700$ ns, siehe Abbildung 7.20 rechts.

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche ist für $\Delta t > 700$ ns gleich der, die bei der Einzelpulsbearbeitung mit halber Burstenergie erzielt wird, siehe Abbildung 7.21 rechts für die Bearbeitung mit $E_B = 22$ μ J. Die Rauigkeit der mit Einzelpulsen strukturierten Oberflächen fällt je nach Versuch bei gleichen Parametern sehr unterschiedlich aus. Der Abtragsprozess wird besonders beim Abtrag vieler Schichten instabil, wodurch die Oberfläche sehr rau wird. Je größer

der Überlapp [81], die Energie [82] und die Anzahl der Pulse ist [82, 83], desto stärker ist dieser Effekt.

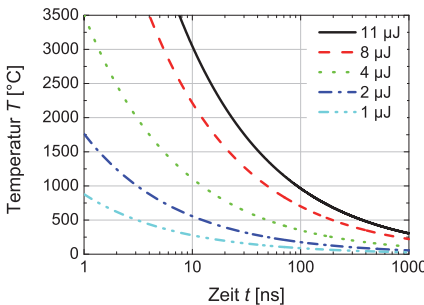
Die minimale Rauigkeit der strukturierten Oberfläche für die Bearbeitung mit symmetrischen ps-Doppelpuls-Bursts sinkt mit steigender Burstenergie von $Ra = 2,1 \mu\text{m}$ für $E_B = 2 \mu\text{J}$ auf $Ra = 1,1 \mu\text{m}$ für $E_B = 8 \mu\text{J}$ und steigt mit weiter steigender Burstenergie wieder auf $Ra = 2,7 \mu\text{m}$ bei $E_B = 22 \mu\text{J}$. Die Bearbeitung mit $E_B = 2 \mu\text{J}$ wird nicht weiter betrachtet, da hier die Energie der Pulse im Burst sehr nah an der Abtragsschwelle liegt und hier nicht untersuchte Effekte, wie z. B. sehr unregelmäßiger Abtrag durch diese kleine Burstenergie, hinzu kommen können. Die minimale erreichte Rauigkeit bei der Burstenergie $E_B = 8 \mu\text{J}$ kann mit den vorhandenen Daten nicht erklärt werden. Eine mögliche Erklärung liegt darin, dass für diese Energie die Umgebungsbedingungen am besten dafür geeignet sind, den Schmelzfilm beim Erstarren durch seine Oberflächenspannung glatt zu ziehen.

Werden das Abtragsverhalten und die Rauigkeit für die Bearbeitungen mit den Burstenergien $E_B = 4; 16$ und $22 \mu\text{J}$ in Abhängigkeit der untersuchten Pulsabstände betrachtet, so können drei verschiedene Bereiche eingeteilt werden, siehe Abbildung 7.21 [79, 80]:

- Bereich I

Bei kleinen Pulsabständen $\Delta t < 40 \text{ ns}$ wird der nachfolgende Puls im Plasma des vorangegangenen Pulses absorbiert, wodurch weniger Energie dieses Pulses zur Laserstrukturierung zur Verfügung steht. Durch das zusätzlich erhitzte Plasma wird die Oberfläche weiter aufgeschmolzen und dadurch die Rauigkeit verkleinert.

In Bereich I spielt die Vorheizung eine Rolle, da hier für Burstenergien $E_B > 16 \mu\text{J}$ (bzw. $E_B > 22 \mu\text{J}$) bei einem Pulsabstand $\Delta t \leq 20 \text{ ns}$ (bzw. $\Delta t \leq 40 \text{ ns}$) der zweite Puls auf eine noch geschmolzene Oberfläche trifft, siehe Abbildung 7.22. Für kleinere Burstenergien ist die



Pulsenergie [μJ]	Zeit bis 1500 °C [ns]
1	0,4
2	1,4
4	5,5
8	22
11	41

Abbildung 7.22: Näherungsrechnung zur Abkühlung der Probenoberfläche bei der Bearbeitung mit ps-Pulsen zu Abbildung 7.20 und Abbildung 7.21 nach Abbildung 5.3. ($\tau = 10 \text{ ps}$, Material: C75, $\kappa = 12,78 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ [78], $T_s = 1470^\circ\text{C}$ [78], $\lambda_{therm} = 46 \text{ W/mK}$ [78], κ , T_s und λ_{therm} sind Werte für Stahl mit einem Kohlenstoffanteil 0,6 %)

Oberfläche noch erhitzt, wodurch weniger Energie zum Aufwärmen und Schmelzen der Oberfläche aufgewendet werden muss. Gleichzeitig wird die Wärmeindringtiefe verändert. Ist die Probe noch vom vorangegangenen Puls aufgeheizt, wird die Wärmeindringtiefe vergrößert, siehe Kap. 5.1.

Der zweite Puls wird zumindest teilweise im heißen Metalldampf des ersten Pulses absorbiert, somit steht weniger Energie des zweiten Pulses direkt für den Abtrag zur Verfügung. Das Plasma wirkt in diesem Bereich aufräudend auf die Probenoberfläche im Vergleich dazu, wenn die identischen Pulse als Einzelpulse eingebracht werden.

Die Vorheizung spielt eine dominante Rolle bei der Steigerung der Abtragsrate. Da die Abtragsrate teilweise bedeutend kleiner ist als bei großen Pulsabständen, ist davon auszugehen, dass in diesem Zeitbereich auch die Absorption im vorangegangenen Plasma nicht vernachlässigt werden darf.

- Bereich II

Bei größeren Pulsabständen $40 \text{ ns} < \Delta t < 400$ bis 700 ns wird der nachfolgende Puls bereits weniger im Plasma des vorangegangenen Pulses absorbiert. Die Abtragsrate steigt, bis sie einen konstanten Wert annimmt. Die Oberflächenrauigkeit ist groß und wird mit zunehmendem Pulsabstand kleiner. Das Plasma beeinflusst die Oberfläche negativ.

In Bereich II wird der Effekt der Vorheizung mit steigendem Pulsabstand immer kleiner. Für die Burstenergie $E_B = 22 \text{ }\mu\text{J}$ ist die Probe für $\Delta t = 40 \text{ ns}$ zum Zeitpunkt des Auftreffens des zweiten Pulses noch geschmolzen, für alle anderen Burstenergien bereits erstarrt. In diesem Bereich sinkt die Temperatur der Probenoberfläche bis auf $< 100^\circ\text{C}$ ($E_B = 4 \text{ }\mu\text{J}$) bis ca. 400°C ($E_B = 22 \text{ }\mu\text{J}$) ab, siehe Abbildung 7.22. Gleichzeitig wird dadurch der Einfluss der vergrößerten Wärmeindringtiefe mit steigendem Pulsabstand immer kleiner bzw. ist nicht mehr vorhanden, siehe Kap. 5.1.

Die Absorption des zweiten Pulses des Bursts im heißen Metalldampf des ersten wird mit steigendem Pulsabstand immer kleiner, ist aber vermutlich immer noch vorhanden. Auf die Plasmaausbreitung wird in Kap. 7.4.2 genauer eingegangen.

Die Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche ist in diesem Bereich negativ. Die Oberfläche wird sehr rau. Die Rauigkeit kann größer als für die Einzelpulsbearbeitung ausfallen.

- Bereich III

Bei Pulsabständen $\Delta t > 400$ bis 700 ns interagiert der nachfolgende Puls nicht mehr mit dem Plasma des vorangegangenen Pulses. Die Abtragsrate ist größer als die doppelte Abtragsrate bei dem Abtrag mit Einzelpulsen der halben Burstenergie $E_B/2$, die Rauigkeiten sind vergleichbar.

In Bereich III ist keine Vorheizung der Oberfläche durch den vorhergehenden Puls mehr vorhanden, siehe Abbildung 7.22. Somit wird der nachfolgende Puls auch nicht mehr von einer geänderten Wärmeindringtiefe beeinflusst. Zusätzlich ist bei einem Pulsabstand $\Delta t > 400$ bis 700 ns davon auszugehen, dass der Metalldampf des vorhergehenden Pulses soweit abgekühlt ist, dass keine Absorption im vorangegangenen Plasma mehr stattfindet.

Die Interaktion des Plasma mit der Oberfläche ist glättend oder nicht mehr vorhanden, da der Abtrag wie der bei doppelter Repetitionsrate reagiert.

In Bereich III sind Abtragsrate und Rauigkeit der strukturierten Oberfläche nahezu gleich zu der Einzelpulsbearbeitung bei doppelter Repetitionsrate und halber Burstenergie $E_B/2$. Durch den Burst hervorgerufene Abtragseffekte, die zusätzlich zu der Bearbeitung bei großer Repetitionsrate auftreten, sind in diesem Bereich nicht mehr vorhanden. Die Pulse beeinflussen sich gegenseitig genau so, wie dies bereits durch die Bearbeitung bei $\nu = 100$ kHz hervorgerufen wird. Aus diesem Pulsabstand, der Bereich III definiert, wird eine Cut-Off-Frequenz $\nu_{cut-off}$ definiert (1/Pulsabstand). Für alle Repetitionsraten kleiner als die Cut-Off-Frequenz beeinflussen sich die Pulse nicht zusätzlich gegenseitig. Die Cut-Off-Frequenz ist stark abhängig von den Bearbeitungsparametern, für die hier gezeigten Ergebnisse liegt sie bei $\nu_{cut-off} = 1 - 3$ MHz [79].

Die Bearbeitung mit $E_B = 8$ μ J stellt auf den ersten Blick eine Ausnahme in dem Verhalten des Abtrags dar. Die Probe kühlt jedoch bereits bei kleinen Pulsabständen $\Delta t = 40$ ns auf ca. 550°C ab, was vermuten lässt, dass bei der Bearbeitung hier Bereich I direkt in Bereich III übergeht. Somit liegt in diesem Falle die Cut-Off-Frequenz bei $\nu_{cut-off} > 10$ MHz. Wie bereits erwähnt ist eine mögliche Erklärung des Abtragsverhaltens, dass für diese Energie die Umgebungsbedingungen am besten geeignet sind, den Schmelzfilm beim Erstarren durch seine Oberflächenspannung glatt zu ziehen.

Im Folgenden wird das Energieverhältnis der beiden Pulse im Burst bei konstanter Burstenergie $E_B = 22$ μ J variiert. Die untersuchten Energieverhältnisse reichen von $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 9$ bis $E_{2,1} : E_{2,2} = 9 : 1$.

Der Abtrag pro Schicht verhält sich unterschiedlich je nachdem, ob die Energie im ersten Puls des Bursts $E_{2,1}$ größer als die Energie im zweiten Puls $E_{2,2}$ ist oder umgekehrt [84].

Für $E_{2,1} < E_{2,2}$ ist die Abtragsrate für alle untersuchten Pulsabstände größer als für den Einzelpulsabtrag gleicher Burstenergie E_B . Für die Energieverhältnisse 1 : 2 und 1 : 4 steigt der Abtrag pro Schicht mit steigendem Pulsabstand bis $\Delta t = 80$ bzw. 100 ns. Für das Energieverhältnis 1 : 2 steigt der Abtrag pro Schicht von $d = 1,7$ μ m/Schicht bei $\Delta t = 20$ ns auf $d = 1,8$ μ m/Schicht bei $\Delta t = 80$ ns, für das Energieverhältnis 1 : 4 von $d = 2$ μ m/Schicht bei $\Delta t = 20$ ns auf $d = 2,2$ μ m/Schicht bei $\Delta t = 100$ ns. Mit weiter steigendem Pulsabstand bleibt der Abtrag pro Schicht bis $\Delta t = 700$ ns konstant und fällt danach bis $\Delta t = 5000$ ns auf $d = 1,7$ μ m/Schicht für 1 : 2 und $d = 1,9$ μ m/Schicht für 1 : 4. Für das Energieverhältnis 1 : 9 ist die Abtragsrate im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig von Δt bei $d = 1,65$ μ m/Schicht, siehe Abbildung 7.23 oben links.

Ist die Energie des zweiten Pulses viermal so groß wie die des ersten Pulses, $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 4$, so wird der Abtrag pro Schicht für 80 ns $< \Delta t < 800$ ns über den des symmetrischen Doppelpulses hinaus gesteigert [84]. Für alle anderen Energieverhältnisse ist der Abtrag pro Schicht kleiner oder gleich dem des symmetrischen Doppelpulses, siehe Abbildung 7.23 oben links.

Wird das Energieverhältnis umgedreht, d. h. $E_{2,1} > E_{2,2}$, so wird das Abtragsverhalten etwas

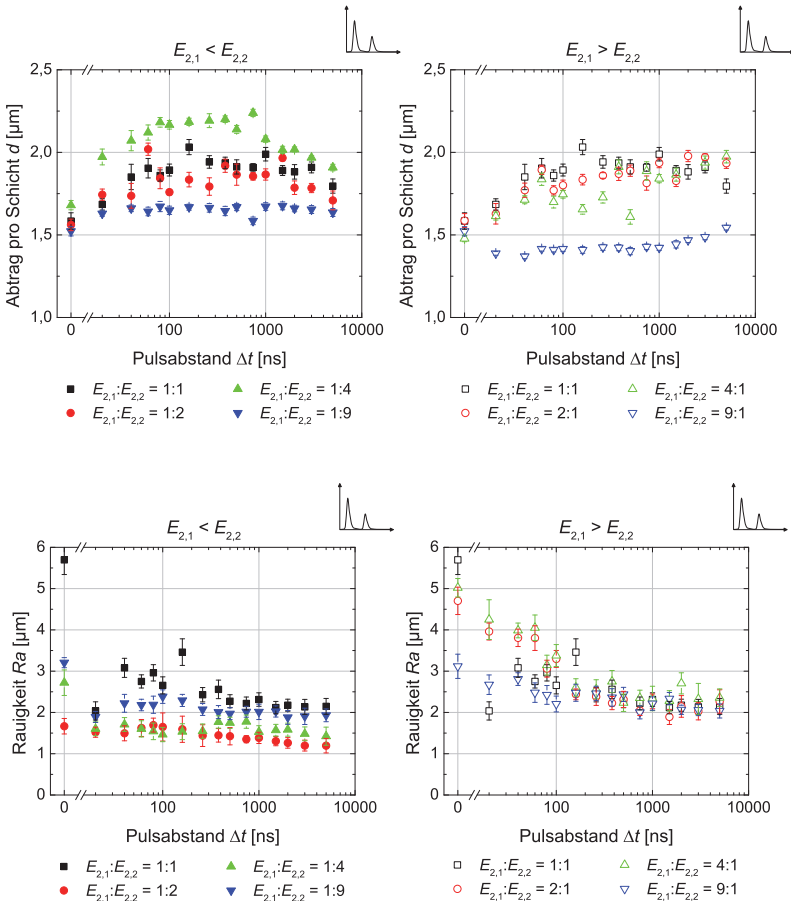


Abbildung 7.23: Logarithmische Darstellung von oben: Abtrag pro Schicht und unten: Rauigkeit der abgetragenen Oberfläche in Abhängigkeit des Pulsabstands für die Strukturierung mit asymmetrischen ps-Doppelpuls-Bursts bei konstanter Burstenergie E_B . Links: Energieverhältnisse $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$ bis $1 : 9$ und rechts: Energieverhältnisse $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$ bis $9 : 1$. Die größte Abtragsrate wird für das Energieverhältnis $1 : 4$ erreicht. Gleichzeitig wird die Rauigkeit der abgetragenen Oberfläche verkleinert. ($\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 12$ ps, $E_B = 22$ μJ , $f = 160$ mm, $v_{\text{scan}} = 200$ mm/s, $d_{\text{spur}} = 10$ μm , $\nu = 100$ kHz, $n = 200$ Schichten, Material: C75)

geändert. Für die Energieverhältnisse 2 : 1 und 4 : 1 ist die Abtragsrate für die Bearbeitung mit asymmetrischen ps-Doppelpuls-Bursts für alle Pulsabstände Δt größer als für die Bearbeitung mit Einzelpulsen gleicher Burstenergie (1,6 $\mu\text{m}/\text{Schicht}$). Für das Energieverhältnis 9 : 1 ist die Abtragsrate hingegen immer kleiner, siehe Abbildung 7.23 oben rechts. Im Rahmen der Messgenauigkeit steigt für alle Energieverhältnisse die Abtragsrate mit steigendem Pulsabstand. Für das Energieverhältnis 2 : 1 steigt sie von $d = 1,6 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\Delta t = 20 \text{ ns}$ auf $d = 1,9 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\Delta t = 5000 \text{ ns}$, für das Energieverhältnis 4 : 1 von $d = 1,6 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\Delta t = 20 \text{ ns}$ auf $d = 2 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\Delta t = 5000 \text{ ns}$ und für das Energieverhältnis 9 : 1 von $d < 1,4 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\Delta t = 20 \text{ ns}$ auf $d = 1,5 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $\Delta t = 5000 \text{ ns}$, siehe Abbildung 7.23 oben rechts.

Die Abtragsraten für die Bearbeitung mit dem Energieverhältnis 4 : 1 schwanken stark, was auf einen instabilen Abtragsprozess hinweist.

Bei Betrachtung der Rauigkeit der strukturierten Oberflächen ist zu erkennen, dass diese für $E_{2,1} < E_{2,2}$ unabhängig vom Pulsabstand immer kleiner ist als für den symmetrischen Doppelpuls mit $E_{2,1} = E_{2,2}$. Für die Energieverhältnisse 1 : 2 und 1 : 9 verhält sich die Rauigkeit in Abhängigkeit des Pulsabstands wie die des symmetrischen Doppelpulses. Für das Energieverhältnis 1 : 2 steigt die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche von $Ra = 1,5 \mu\text{m}$ bei $\Delta t = 20$ bzw. 40 ns auf $Ra = 1,7 \mu\text{m}$ bei $\Delta t = 80 \text{ ns}$ und fällt bis $\Delta t = 5000 \text{ ns}$ auf $Ra = 1,2 \mu\text{m}$ ab. Für das Energieverhältnis 1 : 9 steigt die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche von $Ra = 1,9 \mu\text{m}$ bei $\Delta t = 20$ auf $Ra = 2,4 \mu\text{m}$ bei $\Delta t = 100 \text{ ns}$ und fällt bis $\Delta t = 5000 \text{ ns}$ wieder auf $Ra = 1,9 \mu\text{m}$ ab, siehe Abbildung 7.23 unten links.

Für das Energieverhältnis 1 : 4 ist die Rauigkeit im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig von Δt bei $Ra = 1,6 \mu\text{m}$, siehe Abbildung 7.23 unten links [84].

Für die Energieverhältnisse $E_{2,1} > E_{2,2}$ verhält sich die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit vom Pulsabstand wie die bei $E_{2,1} = E_{2,2}$. Die Rauigkeit fällt mit steigendem Pulsabstand bis $\Delta t > 200 \text{ ns}$ und bleibt dann mit weiter steigendem Pulsabstand konstant. Für das Pulsverhältnis 2 : 1 fällt die Rauigkeit von $Ra = 4 \mu\text{m}$ bei $\Delta t = 20 \text{ ns}$ auf $Ra = 2,3 \mu\text{m}$ bei $\Delta t > 200 \mu\text{m}$, beim Pulsverhältnis 4 : 1 fällt die Rauigkeit von $Ra = 4,2 \mu\text{m}$ bei $\Delta t = 20 \text{ ns}$ auf $Ra = 2,4 \mu\text{m}$ bei $\Delta t > 200 \mu\text{m}$ und beim Pulsverhältnis 9 : 1 fällt die Rauigkeit von $Ra = 2,7 \mu\text{m}$ bei $\Delta t = 20 \text{ ns}$ auf $Ra = 2,2 \mu\text{m}$ bei $\Delta t > 200 \mu\text{m}$ [84], siehe Abbildung 7.23 unten rechts.

Die Rauigkeit der mit Einzelpulsen gleicher Burstenergie E_B strukturierten Oberflächen ($\Delta t = 0 \text{ ns}$ in Abbildung 7.23 unten) unterliegt sehr großen Schwankungen und weist in verschiedenen Messreihen sehr unterschiedliche Werte auf. Dies deutet auf einen instabilen Prozess hin.

Für das Energieverhältnis 1 : 4 wird eine Abtragssteigerung gegenüber dem symmetrischen Doppelpuls-Burst erreicht, alle anderen Energieverhältnisse weisen eine kleinere Abtragsrate als dieser auf. Für die Bearbeitung mit asymmetrischen ps-Doppelpuls-Bursts lassen sich ebenfalls die oben für die Bearbeitung mit symmetrischen Doppelpulsen definierten drei Bereiche feststellen. Die Charakteristika sind dabei etwas geändert. Die Bereiche I bis III sind nicht direkt optisch voneinander zu trennen.

In diesem Falle werden die Bereiche I-III nach der Oberflächentemperatur und der Absorpti-

on im heißen Metaldampf eingeteilt, die im Folgenden definiert und diskutiert werden.

- Bereich I:
 - Der nachfolgende Puls trifft auf eine geschmolzene Oberfläche.
 - Die Energie des zweiten Pulses wird teilweise in dem Plasma des ersten Pulses absorbiert.

Bereich I liegt bei den hier untersuchten Parametern nur für die Bearbeitung mit $E_{2,1} > E_{2,2}$ vor. Dies sind für das Energieverhältnis 2 : 1 bei $\Delta t < 80$ ns, für das Energieverhältnis 4 : 1 bei $\Delta t < 120$ ns und für das Energieverhältnis 9 : 1 bei $\Delta t < 140$ ns, siehe Abbildung 7.24.

In Bereich I steigt die Abtragsrate und sinkt die Rauigkeit mit steigendem Pulsabstand Δt , siehe Abbildung 7.23.

Da in diesem Bereich die Oberfläche noch geschmolzen ist, liegt eine Vorheizung der Probenoberfläche und eine vergrößerte Wärmeindringtiefe für den Abtrag des zweiten Pulses vor. Diese beiden Effekte nehmen mit steigender Pulsdauer und damit sinkender Temperatur der Oberfläche ab. Durch die steigende Abtragsrate mit steigendem Pulsabstand sind diese Effekte somit nicht dominant.

Die Absorption im Plasma des vorangegangenen Pulses nimmt mit steigendem Pulsabstand ab. Dies führt zu einer Steigerung der für den Abtrag zur Verfügung stehenden Energie und somit zu einer Steigerung der Abtragsrate. Dies entspricht dem Verhalten des Abtrags in Bereich I und scheint somit der dominante Effekt zu sein.

Die Rauigkeit sinkt mit steigendem Pulsabstand. Die Interaktion des heißen Metaldampfes mit der Oberfläche wird mit steigendem Pulsabstand immer kleiner.

- Bereich II:
 - Der nachfolgende Puls trifft auf eine noch erwärmte, aber erstarrte Oberfläche.

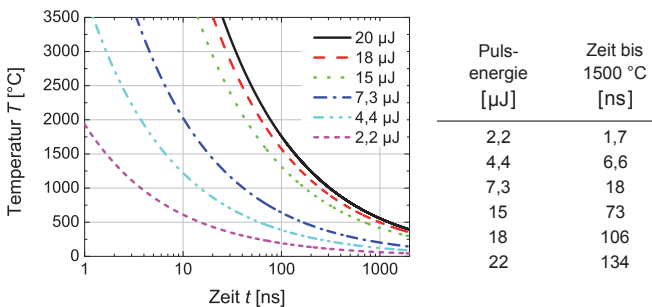


Abbildung 7.24: Näherungsrechnung zur Abkühlung der Probenoberfläche bei der Bearbeitung mit ps-Pulsen zu Abbildung 7.23 nach Abbildung 5.3. ($\tau = 10$ ps, Material: C75, $\kappa = 12,78 \cdot 10^{-6}$ m²/s [78], $T_s = 1470^\circ\text{C}$ [78], $\lambda_{therm} = 46$ W/mK [78], κ , T_s und λ_{therm} sind Werte für Stahl mit einem Kohlenstoffanteil 0,6 %)

- Eine Interaktion des nachfolgenden Pulses mit dem Plasma des vorangegangenen Pulses wird immer schwächer.

Bereich II liegt für die Bearbeitung mit beiden Energieverteilungen $E_{2,1} < E_{2,2}$ und $E_{2,1} > E_{2,2}$ vor. Für das Energieverhältnis 1 : 4 bei $\Delta t \leq 80$ ns, für das Energieverhältnis 1 : 2 bei $\Delta t < 200$ ns, für das Energieverhältnis 2 : 1 bei $80 \text{ ns} < \Delta t < 700$ ns, für das Energieverhältnis 4 : 1 bei $120 \text{ ns} < \Delta t < 1000$ ns und für das Energieverhältnis 9 : 1 bei $140 \text{ ns} < \Delta t < 1200$ ns. Hier ist die Temperatur der Oberfläche maximal 500°C oder kälter, siehe Abbildung 7.24.

In Bereich II steigt die Abtragsrate mit steigendem Pulsabstand je nach Energieverhältnis an oder ist konstant. Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche ist unabhängig von dem Pulsabstand Δt , siehe Abbildung 7.23.

Die Vorheizung und somit die gesteigerte Wärmeeindringtiefe für den zweiten Puls im Burst, die beide eine Steigerung der Abtragsrate hervorrufen würden, nehmen mit steigendem Pulsabstand Δt ab. Dieser Effekt ist gegenläufig zu der Abtragssteigerung mit zunehmendem Pulsabstand Δt , verliert aber auch zunehmend an Einfluss.

Auch die Absorption im Plasma wird durch den steigenden Pulsabstand immer kleiner. Damit steht immer mehr Energie des zweiten Pulses für den Abtrag zur Verfügung. Dies ist immer noch der dominante Effekt, verliert aber ebenfalls an Einfluss mit zunehmender Pulsdauer Δt .

Da die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche konstant ist, ist von keiner Änderung der Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche auszugehen.

- Bereich III:

- Der nachfolgende Puls trifft auf eine erkaltete Probenoberfläche.
- Ein Einfluss des Plasmas auf den nachfolgenden Puls ist immer schwächer bis nicht mehr vorhanden.

Bereich III liegt für die Bearbeitung mit beiden Energieverteilungen $E_{2,1} < E_{2,2}$ und $E_{2,1} > E_{2,2}$ vor. Für das Energieverhältnis 1 : 9 für alle Pulsabstände Δt , für das Energieverhältnis 1 : 4 bei $\Delta t > 80$ ns, für das Energieverhältnis 1 : 2 bei $\Delta t > 200$ ns, für das Energieverhältnis 2 : 1 bei $\Delta t > 700$ ns, für das Energieverhältnis 4 : 1 bei $\Delta t > 1000$ ns und für das Energieverhältnis 9 : 1 bei $\Delta t > 1200$ ns.

In Bereich III ist die Abtragsrate unabhängig vom Pulsabstand Δt bzw. nimmt für große Pulsabstände wieder ab. Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche ist unabhängig von dem Pulsabstand Δt , siehe Abbildung 7.23.

In diesem Bereich ist keine Vorheizung der Oberfläche durch den vorhergehenden Puls mehr vorhanden, siehe Abbildung 7.24, und somit auch kein Einfluss der geänderten Wärmeeindringtiefe für den nachfolgenden Puls. Zusätzlich ist bei den Pulsabständen und Pulsenergien $E_{2,1}$ davon auszugehen, dass das Plasma des vorhergehenden Pulses soweit abgekühlt ist, dass keine Absorption im vorangegangenen Plasma mehr stattfindet.

Da die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche konstant ist, ist von keiner Änderung der Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche auszugehen.

Mit den hier beschriebenen Effekten kann der Verlauf der Abtragsrate für sehr große Pulsabstände nicht erklärt werden. Für große Pulsabstände sinkt die Abtragsrate für $E_{2,1} < E_{2,2}$ wieder, für $E_{2,1} > E_{2,2}$ ist sie im Rahmen der Messungenauigkeit konstant oder steigt für das Energieverhältnis 9 : 1 an. Dies ist z. B. zu beobachten für die Energieverhältnisse 1 : 4 und 9 : 1. Für das Energieverhältnis 1 : 4 fällt die Abtragsrate von $d = 2,2 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\Delta t = 700 \text{ ns}$ auf $d = 1,9 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\Delta t = 5000 \text{ ns}$, für das Energieverhältnis 9 : 1 steigt die Abtragsrate von $d = 1,42 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\Delta t = 1000 \text{ ns}$ auf $d = 1,54 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\Delta t = 5000 \text{ ns}$.

Für diese Änderungen der Abtragsraten können unterschiedliche Effekte verantwortlich sein. Zum einen geht die Berechnung der Temperaturen in Kap. 5.2.2 davon aus, dass nur mit einem einzigen Puls bearbeitet wird. Eine Vorheizung der gesamten Probe wird hier nicht mit einbezogen. Die Bearbeitung wird außerdem nur mit kleinen Leistungen durchgeführt (maximal mit $P = 2,2 \text{ W}$) und dauert nur einige Sekunden pro Schicht. Zusätzlich wird alle 10 Schichten die Abtragstiefe bestimmt. Daher kühlt die Probe dazwischen immer wieder ab. Somit ist dieser Effekt wahrscheinlich vernachlässigbar.

Eine weiterer möglicher Effekt ist ein langfristiger Einfluss der geänderten Gasumgebung über der Probenoberfläche. Bei der Strukturierung entstehen Nanopartikel aus dem abgetragenen Material. Diese sind teilweise klein genug, dass sie über der Probe schweben und langsamer oder gar nicht mehr aus der Luft ausfallen. Dies könnte einen Einfluss auf die Bearbeitung darstellen, der sich erst bei großen Pulsabständen zeigt, da eine Durchmischung des Gases über der Probenoberfläche auf einer viel größeren Zeitskala abläuft.

7.3.2 Abtrag mit ps-Dreifachpuls-Bursts

Bei der Laserstrukturierung mit ps-Dreifachpuls-Bursts wird ebenfalls die Abhängigkeit des Abtrags pro Schicht vom Pulsabstand Δt_1 bzw. Δt_2 für verschiedene Burstenergie E_B und darin mit den verschiedenen Energieverhältnissen $E_{3,1} : E_{3,2} : E_{3,3}$ im Burst untersucht. Eine Rahmenbedingung für den Pulsabstand ist, dass mit der Pockels-Zelle nur zwei Pulspakete mit beliebiger Anzahl an Pulsen aus dem Seeder (Repetitionsrate des Seeders $\nu = 50 \text{ MHz}$) ausgeschnitten werden können. Daher beträgt immer einer der Pulsabstände (Δt_1 oder Δt_2) 20 ns, der andere n -mal 20 ns, siehe Abbildung 7.19.

Für die Versuchsreihen zur Bearbeitung mit ps-Dreifachpuls-Bursts ist der Aufbau geändert. Die Fokussierung wird mit der Brennweite $f = 120 \text{ mm}$ durchgeführt, wodurch sich die Abtragsraten zu denen bei der Bearbeitung mit ps-Doppelpuls-Bursts unterscheiden.

Zuerst wird die Burstenergie E_B gleichmäßig auf die Pulse eines Dreifachpuls-Bursts aufgeteilt, d. h. symmetrische Dreifachpuls-Bursts werden untersucht.

Für Burstenergien $E_B \leq 16 \mu\text{J}$ ist für $\Delta t_1 = 20 \text{ ns}$ bzw. $\Delta t_2 = 20 \text{ ns}$ kein unterschiedliches Verhalten für den Abtrag pro Schicht in Abhängigkeit des Pulsabstands zu erkennen [84, 85]. In beiden Fällen wird durch die Aufteilung der Energie auf einen symmetrischen Dreifachpuls-Burst der Abtrag pro Schicht gesteigert. Der Abtrag pro Schicht steigt mit steigendem Pulsabstand Δt bis er ab einem Grenzwert konstant bleibt. Für $E_B = 8 \mu\text{J}$ steigt die Abtragsrate von $d = 0,58 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\Delta t_i = 20 \text{ ns}$ auf $d = 0,65 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ für $\Delta t_i \geq 200 \text{ ns}$, für $E_B = 16 \mu\text{J}$

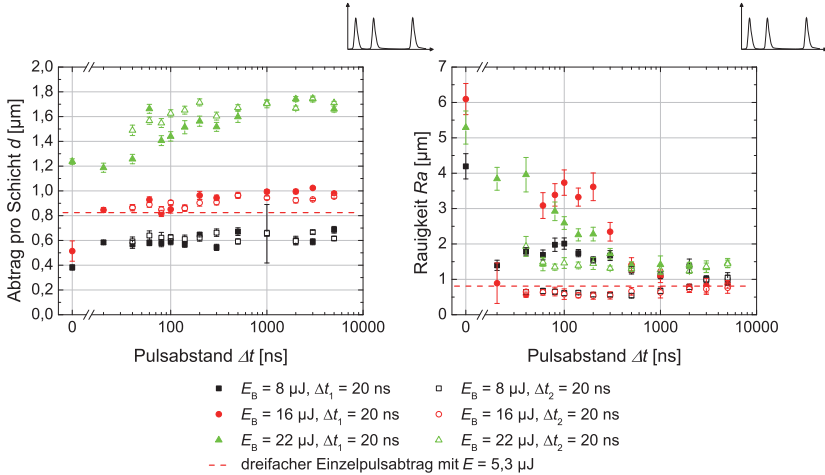


Abbildung 7.25: Logarithmische Darstellung von links: Abtrag pro Schicht und rechts: Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit des Pulsabstands bei der Bearbeitung mit symmetrischen Dreifachpuls-Bursts. Durch die Aufteilung der Energie kann der Abtrag pro Schicht im Vergleich zum Einzelpuls gleicher Burstenergie ($\Delta t = 0 \text{ ns}$) um bis zu 100 % gesteigert werden. Für $\Delta t_2 = 20 \text{ ns}$ werden über einen großen Parameterbereich sehr kleine Rauigkeiten der strukturierten Oberfläche erzielt. ($\tau_{3,1} = \tau_{3,2} = \tau_{3,3} = 12 \text{ ps}$, $E_{3,1} : E_{3,2} : E_{3,3} = 1 : 1 : 1$, $f = 120 \text{ mm}$, $v_{\text{scan}} = 400 \text{ mm/s}$, $d_{\text{spur}} = 8 \mu\text{m}$, $v = 100 \text{ kHz}$, $n = 200$ Schichten, Material: C75)

steigt die Abtragsrate von $d = 0,85 \mu\text{m/Schicht}$ für $\Delta t_i = 20 \text{ ns}$ auf $d = 0,97 \mu\text{m/Schicht}$ für $\Delta t_i \geq 500 \text{ ns}$, siehe Abbildung 7.25 links [84, 85].

Der Einzelpulsabtrag für die beiden Burstenergien beträgt $d = 0,38 \mu\text{m/Schicht}$ für $E_B = 8 \mu\text{J}$ bzw. $d = 0,51 \mu\text{m/Schicht}$ für $E_B = 16 \mu\text{J}$, siehe Abbildung 7.25 links [84, 85]. Die Abtragsrate kann um bis zu 100 % gegenüber dem Einzelpulsabtrag bei gleicher Burstenergie E_B gesteigert werden.

Wird die Burstenergie weiter gesteigert, so ist die Abtragsrate für kleine Pulsabstände für $\Delta t_1 = 20 \text{ ns}$ kleiner als für $\Delta t_2 = 20 \text{ ns}$. Mit steigendem Pulsabstand steigt die Abtragsrate bis sie ab einem Grenzwert konstant bleibt und für beide Pulsabstände Δt den gleichen Wert erreicht. Für $\Delta t_i = 20 \text{ ns}$ beträgt die Abtragsrate $d = 1,2 \mu\text{m/Schicht}$. Für $\Delta t_1 = 20 \text{ ns}$ steigt sie von $d = 1,3 \mu\text{m/Schicht}$ für $\Delta t_2 = 40 \text{ ns}$ auf $d = 1,7 \mu\text{m/Schicht}$ für $\Delta t_2 \geq 1000 \text{ ns}$. Für $\Delta t_2 = 20 \text{ ns}$ steigt die Abtragsrate von $d = 1,5 \mu\text{m/Schicht}$ für $\Delta t_1 = 40 \text{ ns}$ auf $d = 1,7 \mu\text{m/Schicht}$ für $\Delta t_1 \geq 200 \text{ ns}$. Für die Burstenergie $E_B = 22 \mu\text{J}$ beträgt die Abtragsrate bei Einzelpulsbearbeitung $d = 1,24 \mu\text{m/Schicht}$, siehe Abbildung 7.25 links [84, 85].

Wird die Abtragsrate des symmetrischen Dreifachpuls-Bursts mit der des dreifachen Ein-

zelpulsabtrags bei einem Drittel der Burstenergie $E_B/3$ verglichen, so wird deutlich, dass der Abtrag bei den Dreifachpulsen um bis zu 20 % gesteigert ist [84, 85], siehe Abbildung 7.25 links. Bei diesem Vergleich weisen alle einzelnen Pulse die gleiche Pulsenergie auf. Somit wird eine Beeinflussung durch Unterschiede der eingesetzten Intensität bzw. Fluenz pro Puls ausgeschlossen.

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche für Dreifachpuls-Bursts mit großem Pulsabstand $\Delta t_i \geq 2000$ ns entspricht der Rauigkeit bei Bearbeitung mit Einzelpulsen bei einem Drittel der Burstenergie $E_B/3$ [84, 85], siehe Abbildung 7.25 rechts.

Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche verhält sich unterschiedlich, je nachdem, ob Δt_1 oder $\Delta t_2 = 20$ ns ist [84, 85].

Für $\Delta t_1 = 20$ ns steigt die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche mit steigendem Pulsabstand Δt_2 auf ein Maximum und fällt dann mit weiter steigendem Δt_2 , bis sie ab einem Grenzwert konstant bleibt. Für $E_B = 8 \mu\text{J}$ steigt die Rauigkeit von $Ra = 1,4 \mu\text{m}$ bei $\Delta t_2 = 20$ ns auf $Ra = 2 \mu\text{m}$ bei $\Delta t = 100$ ns und fällt auf $Ra = 1 \mu\text{m}$ für $\Delta t_2 \geq 1000$ ns. Im Vergleich hierzu steigt die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche für $E_B = 16 \mu\text{J}$ von $Ra = 0,9 \mu\text{m}$ bei $\Delta t_2 = 20$ ns auf $Ra = 3,6 \mu\text{m}$ bei $\Delta t_2 = 100$ ns und fällt auf $Ra = 1 \mu\text{m}$ für $\Delta t_2 \geq 1000$ ns ab. Für die Bearbeitung mit der Burstenergie $E_B = 22 \mu\text{J}$ fällt die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche von $Ra = 4 \mu\text{m}$ für $\Delta t_2 \leq 40$ ns auf $Ra = 1,4 \mu\text{m}$ für $\Delta t_2 \geq 500$ ns, siehe Abbildung 7.25 rechts [84, 85].

Wird der zweite Pulsabstand im Burst $\Delta t_2 = 20$ ns gesetzt, ist die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche bedeutend kleiner als für $\Delta t_1 = 20$ ns. Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche ist nahezu unabhängig vom Pulsabstand Δt_1 und weist sehr kleine Werte auf. Für $E_B = 8 \mu\text{J}$ ist die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche $Ra = 0,5 \mu\text{m}$ für $\Delta t_1 \leq 1000$ ns, sie steigt mit steigendem Pulsabstand auf $Ra = 1 \mu\text{m}$ für $\Delta t_1 = 5000$ ns. Für $E_B = 16 \mu\text{J}$ ist die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche unabhängig von Δt_1 ca. $Ra = 0,6 \mu\text{m}$ und für $E_B = 22 \mu\text{J}$ fällt die Rauigkeit von $Ra = 1,9 \mu\text{m}$ für $\Delta t_1 = 40$ ns auf $Ra = 1,4 \mu\text{m}$ für $\Delta t_1 \geq 60$ ns, siehe Abbildung 7.25 rechts [84, 85]. Die Rauigkeiten der strukturierten Oberflächen mit Einzelpulsen der gleichen Burstenergie E_B liegen bei $Ra > 4 \mu\text{m}$.

Der Vergleich der Oberflächenrauigkeit bei der Bearbeitung mit ps-Einzelpulsen und symmetrischen ps-Dreifachpuls-Bursts ist für $\Delta t_2 = 20$ ns als Weißlicht-Interferenz-Aufnahme in Abbildung 7.26 dargestellt [85]. Die Höhenskala der Messung für die Bearbeitung mit Einzelpulsen ist 15-mal größer als die für die Bearbeitung mit Dreifachpuls-Bursts.

Werden die Kriterien basierend auf Oberflächentemperatur und Pulsenergie, siehe Kap. 7.3.1 angewendet, so ergeben sich für den Abtrag mit symmetrischen ps-Dreifachpuls-Bursts die Bereiche I-III, die im Folgenden definiert und diskutiert werden. Die Oberflächentemperatur gilt hierbei für den Puls, der nach dem variablen Pulsabstand auf die Probenoberfläche trifft, nicht für denjenigen, der nach dem festgehaltenen Pulsabstand $\Delta t_i = 20$ ns auftritt.

- Bereich I:
 - Der nachfolgende Puls trifft auf eine geschmolzene Oberfläche.
Eine Vorheizung der Probenoberfläche und eine vergrößerte Wärmeeindringtiefe für

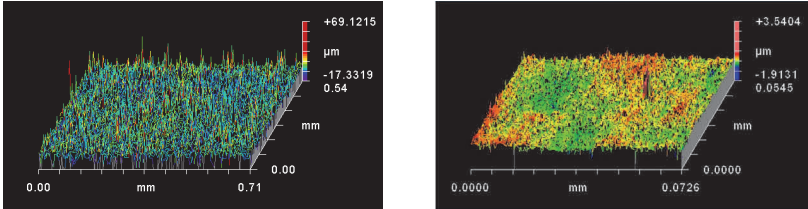


Abbildung 7.26: Weißlicht-Interferenz-Aufnahmen zur Falschfarbendarstellung des Höhenprofils der strukturierten Oberfläche für links: die Bearbeitung mit Einzelpulsen und rechts: mit Dreifachpulsen bei jeweils gleicher Burstenergie. Die mit Einzelpulsen bearbeitete Oberfläche ist sehr rau, die mit Dreifachpulsen ($\Delta t_1 = 20$ ns) bearbeitete Oberfläche sehr glatt [85]. ($\tau_i = 12$ ps, $E_{3,1} : E_{3,2} : E_{3,3} = 1 : 1 : 1$, $E_B = 16$ μ J, $f = 120$ mm, $v_{scan} = 400$ mm/s, $d_{spur} = 8$ μ m, $v = 100$ kHz, $n = 200$ Schichten, Material: C75)

den Abtrag des nachfolgenden Pulses liegen vor.

Durch die geschmolzene Oberfläche kann vermehrter Abtrag in der Schmelzphase stattfinden.

- Die Energie des zweiten Pulses wird teilweise im Plasma des ersten Pulses absorbiert.
Diese Absorption im Plasma des vorangegangenen Pulses nimmt mit steigendem Pulsabstand ab.

Bereich I tritt für die hier untersuchten Parameter für Energien $E_B \geq 16$ μ J auf. Nach Bearbeitung mit einem einzelnen Puls erstarrt die Probenoberfläche für $E_B = 16$ μ J nach 10 ns, für $E_B = 22$ μ J nach 18 ns, siehe Abbildung 7.27. Bei einer Bearbeitung, bei der viele Bursts auf die Probe aufgebracht werden, ist die Temperatur der Oberfläche erhöht. Somit ist davon auszugehen, dass die Oberfläche beim Auftreffen des nachfolgenden Pulses noch geschmolzen ist. Für $E_B = 16$ μ J ist davon auszugehen, dass die Oberfläche bis zu Pulsabständen von $\Delta t_i = 20$ ns, für $E_B = 22$ μ J bis $\Delta t_i = 40$ bis 60 ns geschmolzen ist.

In Bereich I steigt die Abtragsrate mit steigendem Pulsabstand, die Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche führt zu einer Aufrauung der Oberfläche, siehe Abbildung 7.25.

Bei dem Einsatz von Dreifachpuls-Bursts ist der Effekt der Absorption im vorangegangenen Plasma unterschiedlich, je nachdem ob Δt_1 oder $\Delta t_2 = 20$ ns ist. Nachfolgende Plasmen im Burst breiten sich schneller aus als die vorangegangenen [30, 33, 35, 58]. Das erste Plasma im Burst ist nicht von einem vorangegangenen Burst beeinflusst, die Beeinflussung der Ausbreitungsgeschwindigkeit betrifft das zweite und dritte Plasma im Dreifachpuls-Burst. Das erste Plasma breitet sich langsamer aus und bleibt somit länger optisch dicht als die nachfolgenden Plasmen. Somit ist die Absorption des zweiten Pulses im Plasma des ersten für $\Delta t_1 = 20$ ns größer als die Absorption des dritten Pulses im Plasma des zweiten für $\Delta t_2 = 20$ ns. Dies führt dazu, dass bei immer größeren Burstenergien E_B die Abtragsrate für $\Delta t_1 = 20$ ns kleiner ist als

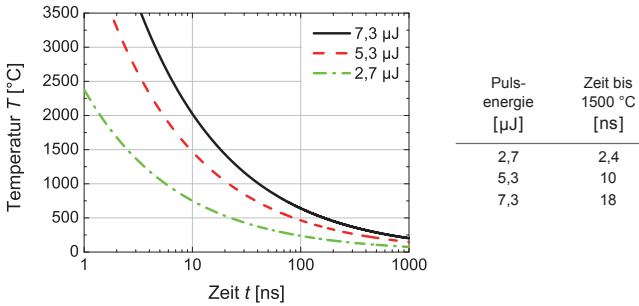


Abbildung 7.27: Näherungsrechnung zur Abkühlung der Probenoberfläche bei der Bearbeitung mit ps-Pulsen zu Abbildung 7.25 nach Abbildung 5.3. ($\tau = 10$ ps, Material: C75, $\kappa = 12,78 \cdot 10^{-6}$ m²/s [78], $T_s = 1470^\circ\text{C}$ [78], $\lambda_{therm} = 46$ W/mK [78], κ , T_s und λ_{therm} sind Werte für Stahl mit einem Kohlenstoffanteil von 0,6 %))

die für $\Delta t_2 = 20$ ns.

In Bereich I ist die Absorption im Plasma der vorangegangenen Pulse der dominante, die Abtragsraten bestimmende Effekt.

- Bereich II:
 - Der nachfolgende Puls trifft auf eine noch erwärmte, aber erstarrte Oberfläche. Eine Vorheizung der Probenoberfläche und damit eine vergrößerte Wärmeindringtiefe für den Abtrag des nachfolgenden Pulses liegt vor, wird aber mit steigendem Pulsabstand Δt_i immer kleiner.
 - Eine Interaktion des nachfolgenden Pulses mit dem Plasma des vorangegangenen Pulses wird immer schwächer.

Bereich II liegt für die hier untersuchten Parameter für $E_B = 16$ µJ bei $\Delta t_1 = 20$ ns sowie $\Delta t_2 = 20$ ns für den jeweils anderen Pulsabstand bei $40 \text{ ns} \leq \Delta t_i \leq 500$ ns und für $E_B = 22$ µJ bei $\Delta t_1 = 20$ ns sowie $\Delta t_2 = 20$ ns für den jeweils anderen Pulsabstand bei $60 \text{ ns} < \Delta t_i \leq 500$ ns. Bis Ende des Bereichs II sinkt die Temperatur der Probenoberfläche auf $< 500^\circ\text{C}$, siehe Abbildung 7.27.

In Bereich II steigt die Abtragsrate mit steigendem Pulsabstand je nach Energieverhältnis an oder ist konstant, die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche ist abhängig von dem Pulsabstand Δt_i unterschiedlich groß, siehe Abbildung 7.25.

In diesem Bereich sinkt die Interaktion des nachfolgenden Laserpulses mit dem Plasma des vorangegangenen immer weniger, bis der Effekt nicht mehr vorhanden ist. Die Abtragsrate steigt mit steigendem Pulsabstand, bis sie am Ende von Bereich II konstant ist. Je nach Burstenergie ist der Effekt der Plasmaabsorption unterschiedlich groß. Für die Burstenergie $E_B = 22$ µJ ist wie in Bereich I der Einfluss auf die Abtragsrate unterschiedlich groß, je nachdem, ob Δt_1 oder $\Delta t_2 = 20$ ns ist.

Der Einfluss der Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche auf deren Rauigkeit ist unterschiedlich. Für $\Delta t_1 = 20$ ns wird die Oberfläche aufgeraut, für $\Delta t_2 = 20$ ns wird die Oberfläche geglättet. Unterschiede für die verschiedenen Reihenfolgen der Pulsabstände sind vor allem in der Erwärmung der Probenoberfläche und in der Ausbreitung der Plasmen zu erkennen. Der Einfluss der Erwärmung der Probenoberfläche ist aber für größere Pulsabstände gering, da die Probe in der Zwischenzeit zwischen den Pulsen wieder weitgehend abkühlt.

Die Ausbreitung der Plasmen hingegen ist wie oben beschrieben unterschiedlich für Δt_1 und $\Delta t_2 = 20$ ns. Da die Rauigkeit für $\Delta t_2 = 20$ ns bedeutend kleiner ist als für $\Delta t_1 = 20$ ns, ist davon auszugehen, dass die bedeutend kürzere Interaktion der Oberfläche mit einem kleinen, intensiven Plasma zu einer Glättung führt, die längere Interaktion mit einem kleinen, intensiven Plasma dagegen zu einer Aufrauung.

In Bereich II ist wahrscheinlich immer noch die Absorption im Plasma der vorangegangenen Pulse der dominante, die Abtragsraten bestimmende Effekt.

- Bereich III:

- Der nachfolgende Puls trifft auf eine erkaltete Probenoberfläche. Eine Vorheizung der Probe oder Änderung der Wärmeeindringtiefe liegt nicht mehr vor.
- Ein Einfluss des Plasmas auf den nachfolgenden Puls ist schwach bis nicht mehr vorhanden mit steigendem Δt .

Bereich III umfasst bei den hier durchgeführten Versuchen für $E_B = 8$ μ J alle Pulsabstände Δt_i , für $E_B = 16$ μ J bei $\Delta t_1 = 20$ ns sowie $\Delta t_2 = 20$ ns den Bereich $\Delta t_i > 500$ ns und für $E_B = 22$ μ J bei $\Delta t_1 = 20$ ns sowie $\Delta t_2 = 20$ ns den Bereich $\Delta t_i > 500$ ns. Die Temperatur der Oberfläche ist weitgehend abgekühlt, siehe Abbildung 7.27.

In Bereich III ist die Abtragsrate unabhängig vom Pulsabstand Δt , die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche ist nahezu unabhängig vom Pulsabstand Δt sehr klein, siehe Abbildung 7.25.

Die Abtragsrate ist unabhängig von Δt_i , die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche ist klein, steigt jedoch teilweise mit steigendem Pulsabstand $\Delta t_2 = 20$ ns an. Die Pulse im Burst mit $\Delta t_i = n$ -mal 20 ns beeinflussen sich nicht mehr, so dass der Abtrag identisch für beide Reihenfolgen ist. Der Abtrag entspricht quasi einer Bearbeitung bei der gegebenen Repetitionsrate mit aufeinander folgend einem Einzelpuls und einem Doppelpuls mit $\Delta t = 20$ ns.

Die steigende Rauigkeit der Oberfläche für $\Delta t_1 > 1000$ ns und $\Delta t_2 = 20$ ns ist wahrscheinlich, wie bei der Bearbeitung mit asymmetrischen ps-Doppelpuls-Bursts, Abbildung 7.23 in Kap.7.3.1, beschrieben, auf einen langfristigen Einfluss der geänderten Gasumgebung, z. B. durch Staubpartikel, über der Probenoberfläche, zurückzuführen. Eine weitere Möglichkeit liegt in der unterschiedlichen zeitlichen Erwärmung der Probe während der Bursts. Für $\Delta t_1 = 20$ ns ist die maximale Temperatur der Probe kleiner, dafür wird sie durch den zweiten und dritten Puls im Burst stark aufgeheizt. Für $\Delta t_2 = 20$ ns wird die Probe mit dem letzten Puls am stärksten aufgeheizt, der zweite Puls erreicht nur eine etwas größere Temperatur als der erste Puls,

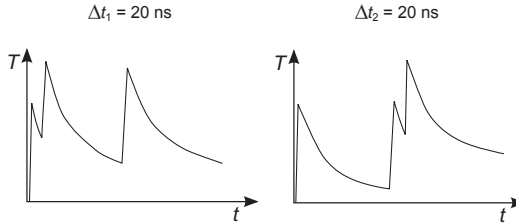


Abbildung 7.28: Schematische Darstellung der Probenerwärmung während der Bearbeitung mit einem ps-Dreifachpuls-Burst. Für $\Delta t_1 = 20$ ns wird die Probe etwas weniger stark erhitzt als für $\Delta t_2 = 20$ ns.

siehe in der schematischen Darstellung in Abbildung 7.28. Durch das längere Überhitzen der Probe wird vermehrt Schmelze gebildet und die Oberfläche wird rauer.

Die unterschiedlich starke Erwärmung kann ebenfalls ein Grund für den leichten Unterschied in der Abtragsrate für $\Delta t_1 = 20$ ns und $\Delta t_2 = 20$ ns sein. Durch das längere Überhitzen der Probe wird die Plasmabildung gefördert und der Abtrag verringert.

Zur Untersuchung des Abtrags mit asymmetrischen ps-Dreifachpuls-Bursts wird das Parameterfeld so eingeschränkt, dass nur zwei relative Energien im Burst verwendet werden. Die drei Pulse können dabei die relativen Energielevel 1 bzw. 2 zueinander annehmen. Dadurch ergeben sich die sechs untersuchten Energieverhältnisse für $E_{3,1} : E_{3,2} : E_{3,3}$, siehe Tabelle 7.3. Die Burstenergie wird für die Versuchsreihe konstant bei $E_B = 16 \mu\text{J}$ gehalten.

Für die Bearbeitung mit asymmetrischen Dreifachpuls-Bursts wird die normierte Abtragsrate betrachtet. Diese ist auf die Abtragsrate der Einzelpulsbearbeitung bei gleicher Burstenergie normiert. Die normierte Abtragsrate für die Energieverhältnisse, die im dritten Puls im Burst die relative Energie 1 aufweisen (1 : 2 : 1, 2 : 1 : 1 und 2 : 2 : 1) bzw. die relative Energie 2 aufweisen (1 : 1 : 2, 1 : 2 : 2 und 2 : 1 : 2), verhalten sich jeweils zueinander ähnlich.

Die normierte Abtragsrate der Bursts, die die relativen Energie 1 im dritten Puls enthalten,

Tabelle 7.3: Bei der Bearbeitung mit asymmetrischen ps-Dreifachpuls-Bursts untersuchte Energieverhältnisse und die daraus resultierenden Energien der Pulse im Burst bei der untersuchten Burstenergie $E_B = 16 \mu\text{J}$.

$E_{3,1} : E_{3,2} : E_{3,3}$	Energie im relativen Energielevel 1 [μJ]	Energie im relativen Energielevel 2 [μJ]	Energie im relativen Energielevel 3 [μJ]
1 : 1 : 2	4	4	8
1 : 2 : 1	4	8	4
1 : 2 : 2	3,2	6,4	6,4
2 : 1 : 1	8	4	4
2 : 1 : 2	6,4	3,2	6,4
2 : 2 : 1	6,4	6,4	3,2

steigt mit steigendem Pulsabstand, bis sie ab einem Grenzwert konstant bleibt. Für das Energieverhältnis 1 : 2 : 1 ist die Abtragsrate für $\Delta t_1 = 20$ ns größer als für $\Delta t_2 = 20$ ns, für die Energieverhältnisse 2 : 1 : 1 und 2 : 2 : 1 ist die Abtragsrate für $\Delta t_1 = 20$ ns größer. Bei relativer Energie 1 im letzten Puls im Burst wird die Abtragsrate maximal um 25 % gegenüber dem Einzelpuls bei gleicher Energie gesteigert (Messwert-Ausreißer nicht mitgezählt), siehe Abbildung 7.29 links.

Für das Energieverhältnis 1 : 2 : 1 steigt die normierte Abtragsrate für $\Delta t_1 = 20$ ns von $d_{norm} = 0,85$ bei $\Delta t_2 = 20$ ns auf $d_{norm} = 1,2$ für $\Delta t_2 \geq 140$ ns bzw. für $\Delta t_2 = 20$ ns von $d_{norm} = 0,85$ bei $\Delta t_1 = 20$ ns auf $d_{norm} = 1,05$ für $\Delta t_2 \geq 300$ ns. Für das Energieverhältnis 2 : 1 : 1 steigt die normierte Abtragsrate für $\Delta t_1 = 20$ ns von $d_{norm} = 0,89$ bei $\Delta t_2 = 20$ ns auf $d_{norm} = 1,12$ für $\Delta t_2 \geq 140$ ns bzw. für $\Delta t_2 = 20$ ns von $d_{norm} = 0,89$ bei $\Delta t_1 = 20$ ns auf $d_{norm} = 1,2$ für $\Delta t_2 \geq 80$ ns. Für das Energieverhältnis 2 : 2 : 1 schließlich steigt die normierte Abtragsrate für $\Delta t_1 = 20$ ns von $d_{norm} = 0,83$ bei $\Delta t_2 = 20$ ns auf $d_{norm} = 1,02$ für $\Delta t_2 \geq 140$ ns bzw. für $\Delta t_2 = 20$ ns von $d_{norm} = 0,83$ bei $\Delta t_1 = 20$ ns auf $d_{norm} = 1,1$ für $\Delta t_2 \geq 140$ ns, siehe Abbildung 7.29 links.

Bei der Bearbeitung mit den Energieverhältnissen 2 : 1 : 1 und 2 : 2 : 1 ist die Abtragsrate für $\Delta t_1 = 20$ ns kleiner als für $\Delta t_2 = 20$ ns. Durch den kleinen Pulsabstand am Anfang des Bursts bei $\Delta t_1 = 20$ ns wird durch den nachfolgenden, zweiten Puls das Plasma des ersten

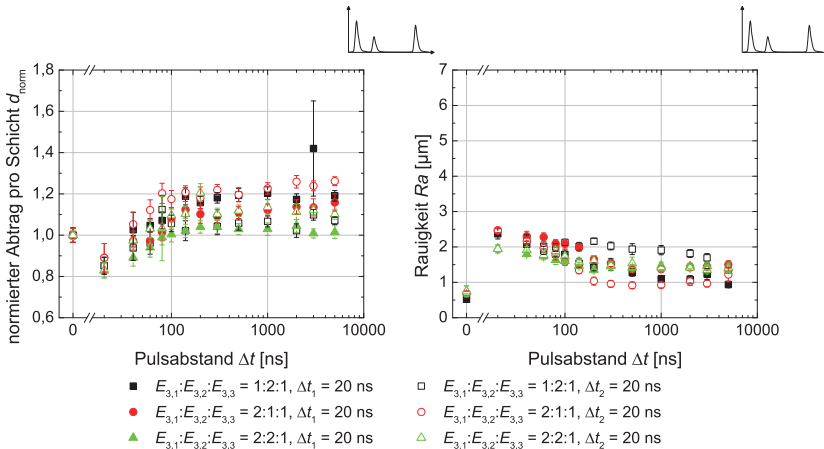


Abbildung 7.29: Logarithmische Darstellung von links: normierter Abtrag pro Schicht und rechts: Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit des Pulsabstands bei der Bearbeitung mit asymmetrischen Dreifachpuls-Bursts. Die relative Energie des letzten Pulses im Burst ist immer 1. ($\tau_{3,1} = \tau_{3,2} = \tau_{3,3} = 12$ ps, $E_B = 16$ µJ, $f = 120$ mm, $v_{scan} = 400$ mm/s, $d_{spur} = 8$ µm, $v = 100$ kHz, $n = 200$ Schichten, Material: C75)

Pulse nachgeheizt und es entstehen Plasmaeffekte. Für $\Delta t_2 = 20$ ns hingegen ist das Plasma des ersten Pulses bereits weiter ausgedehnt und somit die Absorption der nachfolgenden Pulse darin kleiner. Auch die Erwärmung der Probe verhält sich unterschiedlich, je nachdem, ob Δt_1 oder $\Delta t_2 = 20$ ns ist. Für $\Delta t_1 = 20$ ns wird die Probe direkt zu Beginn des Bursts sehr stark erwärmt und bleibt auch bei dem dritten Puls stark erwärmt, siehe Abbildung 7.28, für $\Delta t_2 = 20$ ns hingegen wird die Probe erst gegen Ende des Pulses stärker erwärmt. Zusammen mit der Plasmaabsorption führt dies bereits bei der Bearbeitung mit symmetrischen ps-Dreifachpuls-Bursts zu einer leichten Verringerung der Abtragsrate für $\Delta t_1 = 20$ ns im Vergleich zu $\Delta t_2 = 20$ ns, siehe Abbildung 7.25.

Die normierte Abtragsrate d_{norm} der Bursts, die die relative Energie 2 im dritten Puls enthalten, nimmt ebenfalls mit steigendem Pulsabstand zu, bis sie ab einem Grenzwert konstant bleibt. Im Gegensatz zu den Varianten mit kleinerer Energie im letzten Puls ist hier die Abtragsrate für alle Pulsabstände Δt_i größer als die des Einzelpulsabtrags bei gleicher Burstenergie. Die Abtragsrate kann um bis zu 75 % gesteigert werden. Gleichzeitig ist die Standardabweichung der Abtragsrate oft sehr groß, was auf einen instabilen Prozess hinweist, siehe Abbildung 7.30 rechts.

Für das Energieverhältnis 1 : 1 : 2 steigt die normierte Abtragsrate für $\Delta t_1 = 20$ ns von $d_{norm} = 1,3$ bei $\Delta t_2 = 20$ ns auf $d_{norm} = 1,5$ für $\Delta t_2 \geq 60$ ns bzw. für $\Delta t_2 = 20$ ns von $d_{norm} = 1,3$

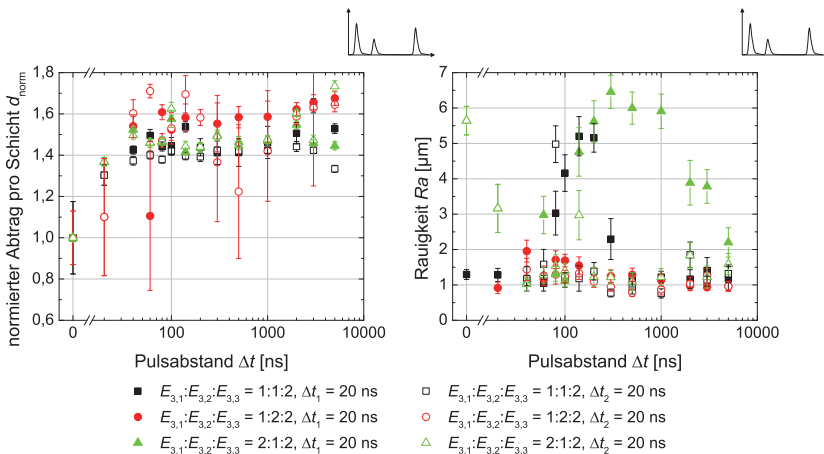


Abbildung 7.30: Logarithmische Darstellung von links: normierter Abtrag pro Schicht und rechts: Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit des Pulsabstands bei der Bearbeitung mit asymmetrischen Dreifachpuls-Burst. Die relative Energie des letzten Pulses im Burst ist immer 2. ($\tau_{3,1} = \tau_{3,2} = \tau_{3,3} = 12$ ps, $E_B = 16$ µJ, $f = 120$ mm, $v_{scan} = 400$ mm/s, $d_{spur} = 8$ µm, $v = 100$ kHz, $n = 200$ Schichten, Material: C75)

bei $\Delta t_1 = 20$ ns auf $d_{norm} = 1,4$ für $\Delta t_2 \geq 60$ ns. Für das Energieverhältnis 1 : 2 : 2 steigt die normierte Abtragsrate für $\Delta t_1 = 20$ ns von $d_{norm} = 1,1$ bei $\Delta t_2 = 20$ ns auf $d_{norm} = 1,61$ für $\Delta t_2 \geq 80$ ns bzw. für $\Delta t_2 = 20$ ns von $d_{norm} = 1,1$ bei $\Delta t_1 = 20$ ns auf $d_{norm} = 1,6$ für $\Delta t_2 \geq 40$ ns. Für das Energieverhältnis 2 : 1 : 2 schließlich steigt die normierte Abtragsrate für $\Delta t_1 = 20$ ns und $\Delta t_2 = 20$ ns von $d_{norm} = 1,37$ bei $\Delta t_i = 20$ ns auf $d_{norm} = 1,46$ für $\Delta t_i \geq 80$ ns, siehe Abbildung 7.30 rechts.

Für die Fälle, in denen der letzte Pulse im Burst die relative Energie 2 enthält, ist die Abtragsrate größer als in denen mit der relativen Energie 1 im letzten Puls. Dies weist darauf hin, dass weniger Energie im Plasma absorbiert wird bzw. der Abtrag effektiver ist.

In Hinblick auf die Erwärmung der Probe durch die drei Pulse im Burst führt eine starke Erwärmung der Probe über den ganzen Burst hinweg, d. h. $\Delta t_1 = 20$ ns (vergleiche auch Abbildung 7.28) zu vermehrter Schmelzbildung (z. B. für das Energieverhältnis 2 : 1 : 2 bei $\Delta t_1 = 20$ ns). Für $\Delta t_2 = 20$ ns weist die Kombination aus Probenerwärmung und Plasmainteraktion eine glättende Wirkung auf. Weiterhin führt die sehr starke Erwärmung am Ende des Bursts durch die große Energie dieses letzten Pulses zu einem erhöhten Abtrag, siehe Abbildung 7.28. Durch die hier gewählten Energien kann der Abtrag zwar stark gesteigert werden, der Prozess ist jedoch nicht stabil, wie an den Schwankungen der Abtragsrate und den Fehlerbalken insbesondere für das Energieverhältnis 1 : 2 : 2 zu erkennen ist.

Auch die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit des Pulsabstands Δt_i verhält sich für die Bearbeitung mit asymmetrischen ps-Dreifachpuls-Bursts jeweils ähnlich, wenn der dritte Puls im Burst jeweils die gleiche relative Energie 1 (1 : 2 : 1, 2 : 1 : 1 und 2 : 2 : 1) bzw. 2 (1 : 1 : 2, 1 : 2 : 2 und 2 : 1 : 2) aufweist.

Bei der Bearbeitung mit Bursts, die im dritten Puls die relative Energie 1 enthalten, sinkt die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche mit steigendem Pulsabstand Δt_i und bleibt ab einem Grenzwert konstant, siehe Abbildung 7.29 links.

Für das Energieverhältnis 1 : 2 : 1 sinkt die Rauigkeit für $\Delta t_1 = 20$ ns von $Ra = 2,4$ μm bei $\Delta t_2 = 20$ ns auf $Ra = 1,1$ μm bei $\Delta t_2 \geq 1000$ ns bzw. für $\Delta t_2 = 20$ ns von $Ra = 2,4$ μm bei $\Delta t_1 = 20$ ns auf $Ra = 1,4$ μm bei $\Delta t_2 = 5000$ ns. Für das Energieverhältnis 2 : 1 : 1 sinkt die Rauigkeit für $\Delta t_1 = 20$ ns von $Ra = 2,5$ μm bei $\Delta t_2 = 20$ ns auf $Ra = 1,5$ μm bei $\Delta t_2 \geq 300$ ns bzw. für $\Delta t_2 = 20$ ns von $Ra = 2,5$ μm bei $\Delta t_1 = 20$ ns auf $Ra = 1,1$ μm bei $\Delta t_2 \geq 200$ ns. Und für das Energieverhältnis 2 : 2 : 1 sinkt die Rauigkeit für $\Delta t_1 = 20$ ns und $\Delta t_2 = 20$ ns von $Ra = 1,9$ μm bei $\Delta t_i = 20$ ns auf $Ra = 1,4$ μm bei $\Delta t_i \geq 200$ ns, siehe Abbildung 7.29 links.

Für die Bearbeitung mit Energieniveau 2 im letzten Puls des asymmetrischen ps-Dreifachpuls-Bursts weisen die strukturierten Oberflächen eine teilweise sehr unterschiedliche Rauigkeit auf, je nachdem, ob Δt_1 oder $\Delta t_2 = 20$ ns ist. Je nach Aufteilung der Energie auf die Pulse im Burst und nach den Pulsabständen im Burst entsteht eine von zwei Verlaufs-Varianten für die Rauigkeit. Ein Verlauf besteht darin, dass die Rauigkeit mit steigendem Pulsabstand Δt_i bis zu einem Grenzwert fällt, ab dem sie konstant bleibt. Bei dem anderen Verlauf steigt die Rauigkeit zunächst mit steigendem Pulsabstand auf ein Maximum, fällt dann in der Folge mit weiter steigendem Pulsabstand, bis sie schließlich einen niedrigen Wert konstant beibehält, siehe

Abbildung 7.30 links.

Für das Energieverhältnis 1 : 1 : 2 steigt die Rauigkeit für $\Delta t_1 = 20$ ns von $Ra = 1,3$ μm bei $\Delta t_2 = 20$ ns auf $Ra = 5,2$ μm bei $\Delta t_2 = 140$ ns und fällt danach auf $Ra = 1,1$ μm bei $\Delta t_2 \geq 500$ ns. Für $\Delta t_2 = 20$ ns ist bis auf wenige Ausreißer die Rauigkeit unabhängig von Δt_1 bei $Ra = 1,3$ μm . Für das Energieverhältnis 1 : 2 : 2 steigt die Rauigkeit für $\Delta t_1 = 20$ ns von $Ra = 0,92$ μm bei $\Delta t_2 = 20$ ns auf $Ra = 2$ μm bei $\Delta t_2 = 40$ ns und fällt danach auf $Ra = 1,2$ μm bei $\Delta t_2 \geq 300$ ns. Für $\Delta t_2 = 20$ ns steigt die Rauigkeit von $Ra = 0,92$ μm bei $\Delta t_1 = 20$ ns auf $Ra = 1,5$ μm bei $\Delta t_1 = 40$ ns und fällt danach auf $Ra = 1$ μm bei $\Delta t_1 \geq 300$ ns. Für das Energieverhältnis 2 : 1 : 2 schließlich steigt bis auf wenige Ausreißer die Rauigkeit für $\Delta t_1 = 20$ ns von $Ra = 3,2$ μm bei $\Delta t_2 = 20$ ns auf $Ra = 6,5$ μm bei $\Delta t_2 = 300$ ns und fällt danach auf $Ra = 2,2$ μm bei $\Delta t_2 = 5000$ ns. Für $\Delta t_2 = 20$ ns fällt die Rauigkeit von $Ra = 3,2$ μm bei $\Delta t_1 = 20$ ns auf $Ra = 1,5$ μm bei $\Delta t_1 \geq 40$ ns, siehe Abbildung 7.30 links.

Für die Energieverhältnisse 1 : 1 : 2 und 2 : 1 : 2 bei $\Delta t_1 = 20$ ns steigt die Rauigkeit auf sehr große Werte an. Dies weist auf starke Schmelzbildung oder eine starke Plasmainteraktion mit der Probenoberfläche hin.

Um den Einfluss der asymmetrischen ps-Dreifachpuls-Bursts auf das Abtragsverhalten zu bestimmen, wird deren Abtragsverhalten mit dem der ps-Doppelpuls-Bursts aus Kap. 7.3.1 verglichen. Hieraus können Rückschlüsse getroffen werden, welchen Einfluss die weitere Aufteilung der Pulse in Multipuls-Bursts hat. Bei diesem Vergleich werden sowohl die Abtragsrate als auch die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche in Abhängigkeit des Pulsabstands betrachtet.

Um die Burstts miteinander vergleichen zu können, werden die beiden Pulse des Dreifachpuls-Bursts, die den festgelegten Pulsabstand von $\Delta t_i = 20$ ns aufweisen, als einziger Puls betrachtet, jedoch mit der addierten Energie beider Pulse. Daraus ergeben sich für den Vergleich die in Tabelle 7.4 dargestellten Energieverhältnisse. Die verschiedenen Dreifachpuls-Bursts werden je nach Energieverhältnis und Δt_i mit Doppelpuls-Bursts mit den Energieverhältnissen $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1, 1 : 4$ oder $4 : 1$ verglichen.

- Vergleich mit dem Energieverhältnis $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, siehe Abbildung 7.31:
 - Die Abtragsraten verhalten sich von der Tendenzen her gleich, d. h. die Abtragsrate nimmt mit steigendem Pulsabstand zu.
Die Steigerung der Abtragsrate für die untersuchten Energieverteilungen ist verschieden stark ausgeprägt. Beinhaltet der letzte Puls des Dreifachpuls-Bursts die relative Energie 2, wird die Abtragsrate am meisten gesteigert, im Rahmen der Messgenauigkeit gggleich oder mehr als bei der Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts des Energieverhältnisses 1 : 1.
Für die beiden Varianten mit der relativen Energie 1 im letzten Puls des Dreifachpuls-Bursts wir die Abtragsrate bedeutend weniger gesteigert.
 - Die Rauigkeit verhält sich von der Tendenz her für alle bis auf 2 : 1 : 2, $\Delta t_2 = 20$ ns gleich wie beim symmetrischen Doppelpuls.
Unterschiede liegen darin, bis zu welchem Rauigkeitswert und bis zu welchem Puls-

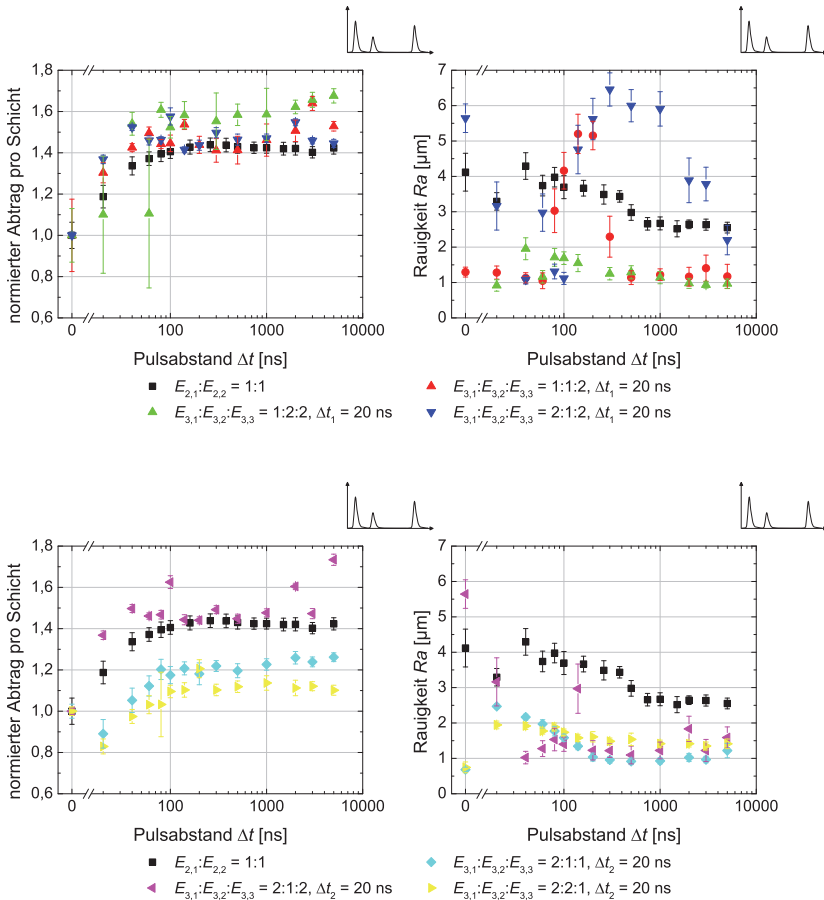


Abbildung 7.31: Vergleich der Bearbeitung mit asymmetrischen ps-Dreifachpuls-Bursts mit der Bearbeitung mit ps-Doppelpuls-Bursts der Energieverteilung $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$ nach Tabelle 7.4. Logarithmische Darstellung von links: normierter Abtrag pro Schicht und rechts: Rauigkeit der strukturierten Oberfläche. (Doppelpuls-Burst: $E_B = 22 \mu\text{J}$, $f = 160 \text{ mm}$, $v_{\text{scan}} = 200 \text{ mm/s}$, $d_{\text{spur}} = 10 \mu\text{m}$; Dreifachpuls-Burst: $E_B = 16 \mu\text{J}$, $f = 120 \text{ mm}$, $v_{\text{scan}} = 400 \text{ mm/s}$, $d_{\text{spur}} = 8 \mu\text{m}$; $\tau_{i,j} = 12 \text{ ps}$, $\nu = 100 \text{ kHz}$, $n = 200$ Schichten, Material: C75)

Tabelle 7.4: Die Ergebnisse der Bearbeitung mit asymmetrischen ps-Dreifachpuls-Bursts werden mit den Bearbeitungsergebnissen von ps-Doppelpuls-Bursts verglichen. Hierfür werden die beiden Pulse, die den festen Abstand $\Delta t_i = 20$ ns haben, zu einen „Vergleichspuls“ zusammengezogen. Hierdurch ergibt sich ein „Analog-Doppelpuls-Burst“, der dann mit den Ergebnissen aus Kap. 7.3.1 verglichen wird.

Energieverhältnis	$\Delta t_1 = 20$ ns		$\Delta t_2 = 20$ ns	
	errechneter Analog-Doppelpuls-Burst	zu vergleichender Doppelpuls (Kap. 7.3.1)	errechneter Analog-Doppelpuls-Burst	zu vergleichender Doppelpuls (Kap. 7.3.1)
1 : 1 : 2	1 : 1	1 : 1	1 : 3	1 : 4
1 : 2 : 1	3 : 1	4 : 1	1 : 3	1 : 4
1 : 2 : 2	1,5 : 1	1 : 1	1 : 4	1 : 4
2 : 1 : 1	3 : 1	4 : 1	1 : 1	1 : 1
2 : 1 : 2	1,5 : 1	1 : 1	1 : 1,5	1 : 1
2 : 2 : 1	4 : 1	4 : 1	1 : 1,5	1 : 1

abstand Δt_i die Rauigkeit gesteigert wird.

Nur für 2 : 1 : 2, $\Delta t_2 = 20$ ns ist die Rauigkeit bis auf einige Messwert-Ausreißer unabhängig von dem Pulsabstand Δt_1 .

Die Rauigkeit für die Bearbeitung mit Dreifachpuls-Bursts ist kleiner als die für die Bearbeitung mit dem Doppelpuls-Burst. Dies kann aber auch an den geänderten Bearbeitungsparametern liegen und wird nicht weiter verfolgt.

- Für den Vergleich werden immer zwei Pulse zu einem „Vergleichspuls“ zusammengezogen. Die Energieverteilung dieser beiden zusammengezogenen Pulse kann dabei 1 : 1, 2 : 2, 1 : 2 oder 2 : 1 betragen.

Tendenziell ist für die Energieverteilung 1 : 2 der zusammengezogenen Pulse die Abtragsrate größer und die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche kleiner als für die Energieverteilung 2 : 1, vergleiche die Energieverteilungen 1 : 2 : 2 (zusammengezogen 1 : 2) und 2 : 1 : 2 (zusammengezogen 2 : 1) für $\Delta t_1 = 20$ ns bzw. 2 : 1 : 2 (zusammengezogen 1 : 2) und 2 : 2 : 1 (zusammengezogen 2 : 1) für $\Delta t_2 = 20$ ns (Tabelle 7.4).

- Vergleich mit dem Energieverhältnis $E_{2,1} : E_{2,2} = 4 : 1$, siehe Abbildung 7.32:
 - Das Verhalten der Abtragsrate in Abhängigkeit des Pulsabstands Δt ist für die Bearbeitung mit Dreifachpuls-Bursts identisch zu dem des Doppelpuls-Bursts der Energieverteilung $E_{2,1} : E_{2,2} = 4 : 1$.
Die Abtragsrate steigt mit steigendem Pulsabstand, der Wert der Abtragsrate ist stark abhängig von der Energieverteilungen im Burst.
Die Abtragsrate für die Dreifachpuls-Bursts ist kleiner als die für den Doppelpuls-Burst. Teilweise wird keine Steigerung der Abtragsrate gegenüber der Bearbeitung mit Einzelpulsen gleicher Burstenergie E_B erreicht.

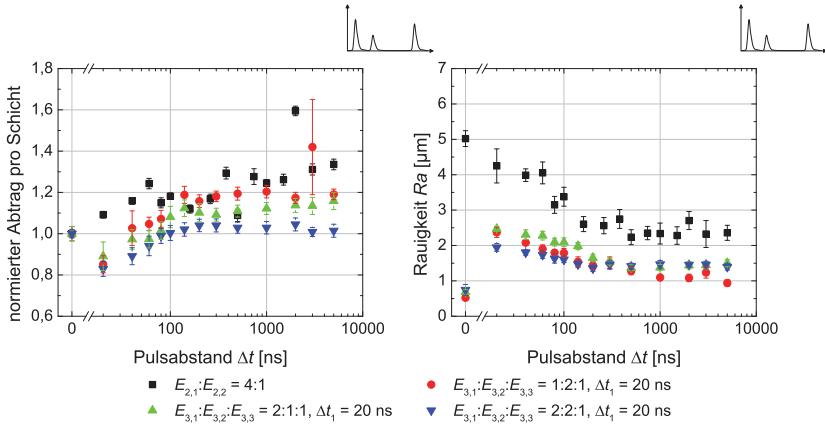


Abbildung 7.32: Vergleich der Bearbeitung mit asymmetrischen ps-Dreifachpuls-Bursts mit der Bearbeitung mit ps-Doppelpuls-Bursts der Energieverteilung $E_{2,1} : E_{2,2} = 4 : 1$ nach Tabelle 7.4. Logarithmische Darstellung von links: normierter Abtrag pro Schicht und rechts: Rauigkeit der strukturierten Oberfläche. (Doppelpuls-Burst: $E_B = 22 \mu\text{J}$, $f = 160 \text{ mm}$, $v_{\text{Scan}} = 200 \text{ mm/s}$, $d_{\text{Spur}} = 10 \mu\text{m}$; Dreifachpuls-Burst: $E_B = 16 \mu\text{J}$, $f = 120 \text{ mm}$, $v_{\text{Scan}} = 400 \text{ mm/s}$, $d_{\text{Spur}} = 8 \mu\text{m}$; $\tau_{i,j} = 12 \text{ ps}$, $\nu = 100 \text{ kHz}$, $n = 200$ Schichten, Material: C75)

- Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche verhält sich für die Bearbeitung mit den Dreifachpuls-Bursts von den Tendenzen her wie die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts der Energieverteilung $E_{2,1} : E_{2,2} = 4 : 1$.

Die Rauigkeit für die Bearbeitung mit Dreifachpuls-Bursts ist kleiner als die für die Bearbeitung mit dem Doppelpuls-Burst. Dies kann aber auch an den geänderten Bearbeitungsparametern liegen und wird nicht weiter verfolgt.

- Für den Vergleich werden immer zwei Pulse zu einem „Vergleichspuls“ zusammengezogen. Die Energieverteilung dieser beiden zusammengezogenen Pulse kann dabei $1 : 2$, $2 : 1$ oder $2 : 2$ betragen.

Ist die Energieverteilung der zusammengezogenen Pulse $1 : 2$, so ist die Abtragsrate größer und die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche kleiner als für die zusammengezogene Energieverteilung $2 : 1$, vergleiche für $\Delta t_1 = 20 \text{ ns}$ die Energieverteilungen $1 : 2 : 1$ (zusammengezogen $1 : 2$) und $2 : 1 : 2$ (zusammengezogen $2 : 1$).

- Vergleich mit dem Energieverhältnis $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 4$, siehe Abbildung 7.33:
 - Das Verhalten der Abtragsrate in Abhängigkeit des Pulsabstands Δt ist für das Energieverhältnis $1 : 1 : 2$ gleich der Doppelpuls-Bearbeitung mit $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 4$. Für das Energieverhältnis $1 : 2 : 1$ wird die Abtragsrate mit steigendem Pulsabstand

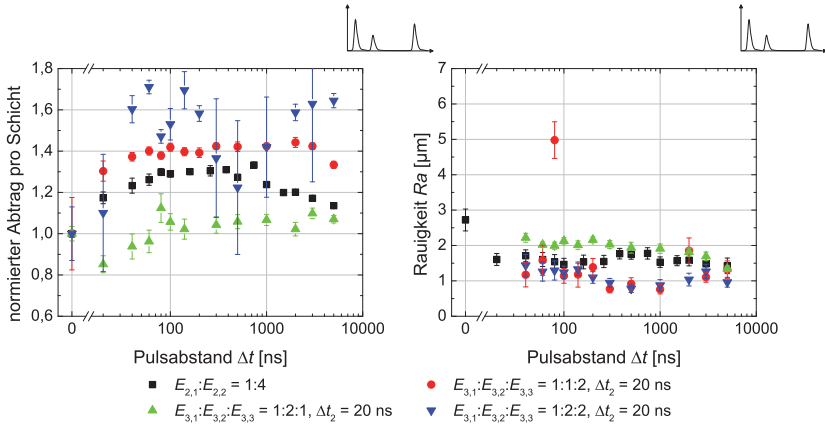


Abbildung 7.33: Vergleich der Bearbeitung mit asymmetrischen ps-Dreifachpuls-Bursts mit der Bearbeitung mit ps-Doppelpuls-Bursts der Energieverteilung $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 4$ nach Tabelle 7.4. Logarithmische Darstellung von links: normierter Abtrag pro Schicht und rechts: Rauigkeit der strukturierten Oberfläche. (Doppelpuls-Burst: $E_B = 22 \mu\text{J}$, $f = 160$ mm, $v_{Scan} = 200$ mm/s, $d_{Spur} = 10 \mu\text{m}$; Dreifachpuls-Burst: $E_B = 16 \mu\text{J}$, $f = 120$ mm, $v_{Scan} = 400$ mm/s, $d_{Spur} = 8 \mu\text{m}$; $\tau_{i,j} = 12$ ps, $\nu = 100$ kHz, $n = 200$ Schichten, Material: C75)

gesteigert, aber nur bis max. 10 % über die Abtragsrate des Vergleichsabtrags mit Einzelpulsen gleicher Burstenergie E_B .

Für das Energieverhältnis $1 : 2 : 2$ schwankt die Abtragsrate sehr stark, der Abtrag verhält sich nicht stabil.

- Die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche ist für alle Energieverhältnisse der Dreifachpuls-Bursts sowie für den Doppelpuls-Burst mit $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 4$ im Rahmen der Messgenauigkeit nahezu unabhängig von Δt .
- Für den Vergleich werden immer zwei Pulse zu einem „Vergleichspuls“ zusammengezogen. Die Energieverteilung dieser beiden zusammengezogenen Pulse kann dabei $1 : 2, 2 : 1$ oder $2 : 2$ betragen.

Auch hier ist wieder zu erkennen, dass die Abtragsrate größer und die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche kleiner ist, wenn die Energieverteilung der zusammengezogenen Pulse $1 : 2$ und nicht $2 : 1$ ist. Dies ist hier der Fall für $\Delta t_2 = 20$ ns für die Energieverteilungen $1 : 1 : 2$ (zusammengezogen $1 : 2$) bzw. $1 : 2 : 1$ (zusammengezogen $2 : 1$).

Durch die weitere Aufteilung der Pulse in Multipuls-Bursts kann bei geeigneter Wahl der Parameter sowohl die Abtragsrate gesteigert werden als auch über einen großen Parameterbereich

eine geringe Rauigkeit der strukturierten Oberfläche erreicht werden. Ist die Energie im letzten Puls groß, wird die Abtragsrate weiter gesteigert als bei kleiner Energie im letzten Puls.

Durch die Aufteilung der Energie auf mehr Pulse wird je nach Energieverhältnissen und Pulsabständen die Vorheizung für den zweiten (bei $\Delta t_1 = 20$ ns) oder dritten (bei $\Delta t_2 = 20$ ns) Puls und somit deren Wärmeeindringtiefe gesteigert. Für $\Delta t_1 = 20$ ns liegt die Oberfläche für die Energieverhältnisse 2 : 1 : 2, 2 : 2 : 1 und 2 : 1 : 1 beim Auftreffen des zweiten Pulses im Burst schmelzflüssig vor, für $\Delta t_2 = 20$ ns für die Energieverhältnisse 1 : 2 : 2, 2 : 2 : 1 und 1 : 2 : 1 beim Auftreffen des dritten Pulses, siehe Abbildung 7.34.

Für den Abtrag mit den oben genannten Energieverhältnissen 2 : 2 : 1 und 2 : 1 : 1 für $\Delta t_1 = 20$ ns bzw. 2 : 2 : 1 und 1 : 2 : 1 für $\Delta t_2 = 20$ ns wird die Abtragsrate gegenüber dem Vergleichs-Doppelpuls-Burst gesenkt, für die beiden anderen Energieverhältnisse bleibt die Abtragsrate gleich oder wird nur leicht gesteigert. Dies lässt darauf rückschließen, dass die Steigerung der Vorheizung und somit die Steigerung der Wärmeeindringtiefe kein dominanter Effekt bei der weiteren Energieaufteilung in Multipuls-Bursts zur Steigerung der Abtragsrate sind.

Der Einfluss der Absorption im Plasma des vorangegangenen Pulses ist anhand der Energieverhältnisse 1 : 2 : 1 und 2 : 1 : 1 bzw. 1 : 2 : 2 und 2 : 1 : 2 für $\Delta t_1 = 20$ ns und anhand der Energieverhältnisse 1 : 1 : 2 und 1 : 2 : 1 bzw. 2 : 1 : 2 und 2 : 2 : 1 für $\Delta t_2 = 20$ ns abzuschätzen. Diese Puls-Bursts unterscheiden sich nur in der Reihenfolge der beiden Pulse, die den Pulsabstand $\Delta t_i = 20$ ns aufweisen. Ist die Reihenfolge der Energieverhältnisse dieser beiden Pulse 1 : 2, so ist die Abtragsrate größer und die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche kleiner als im umgekehrten Fall.

Dies weist darauf hin, dass der Einfluss der Absorption des nachfolgenden Pulses im Plasma des vorangegangenen Pulses bzw. die Ausbreitung des Plasmas einen großen Einfluss auf das Abtragsverhalten ausübt. Durch eine gesenkte Absorption im Plasma des vorangegangenen

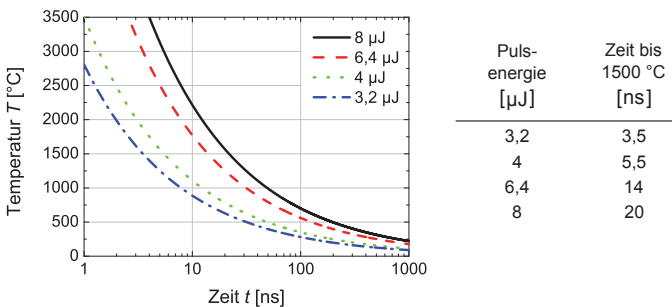


Abbildung 7.34: Näherungsrechnung zur Abkühlung der Probenoberfläche bei der Bearbeitung mit ps-Pulsen zu Abbildung 7.29 und Abbildung 7.30 nach Abbildung 5.3. ($\tau = 10$ ps, Material: C75, $\kappa = 12,78 \cdot 10^{-6}$ m²/s [78], $T_s = 1470^\circ\text{C}$ [78], $\lambda_{therm} = 46$ W/mK [78], κ , T_s und λ_{therm} sind Werte für Stahl mit einem Kohlenstoffanteil 0,6 %)

Pulses wird die Abtragsrate gesteigert. Trifft der nachfolgende Puls auf ein optisch dünneres Plasma (Energieverhältnis 1 : 2), so wird dieses weniger stark erneut aufgeheizt als im umgekehrten Fall. Gleichzeitig kann sich das Plasma des nachfolgenden Pulses schneller ausbreiten. Hierdurch interagiert die Probenoberfläche kürzere Zeit mit einem heißen, nur kaum expandierten Metaldampf. Diese kürzere Interaktion weist einen glättenden Effekt auf die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche auf, siehe Abbildung 7.31, Abbildung 7.32 und Abbildung 7.33.

7.4 Plasma- und Druckwellenausbreitung

Zur Bestimmung des Einflusses des Plasmas und der Druckwellenausbreitung auf den Abtragsprozess beim Abtrag mit Bursts werden im Folgenden die Plasmaausbreitung anhand des Plasmaeigenleuchtens sowie die Ausbreitung der Druckwellen bei der Burstbearbeitung untersucht.

Für die Beobachtung der Plasmaausbreitung wird während und nach dem Auftreffen des Pulses auf die Probenoberfläche das Plasmaeigenleuchten parallel zu der Probenoberfläche aufgenommen. Für die Vergleichbarkeit der Einzelaufnahmen werden diese in Bezug auf die Intensität normiert. Zur Bewertung der Ausbreitung der Plasmen wird die Intensität über der Probenoberfläche in Abhängigkeit des Abstands aufaddiert und in Abhängigkeit der Zeit nach Auftreffen des Pulses dargestellt. Zusätzlich wird die maximale Intensität des Plasmaeigenleuchtens sowie der Abstand des maximalen Leuchtens von der Probenoberfläche in Abhängigkeit der Zeit nach dem ersten Auftreffen des Pulses ausgewertet.

Für die Ausbreitung der Druckwellen wird der Durchmesser der Druckwellen in Abhängigkeit der Zeit nach dem ersten Auftreffen des Pulses auf die Probenoberfläche aufgetragen. Die beobachtete Ausbreitung der Druckwellen wird mit den in Kap.4.3 beschriebenen Theorien verglichen.

7.4.1 Plasmaausbreitung bei der Bearbeitung mit ns-Bursts

Die Ausbreitung der Plasmen bei der Bearbeitung mit ns-Bursts wird mit den in Kap.6.2 vorgestellten Lasern 1 und 2 (Yagmaster und Tempest-20) bei der Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ und der Repetitionsrate $\nu = 10 \text{ Hz}$ durchgeführt. Die untersuchten Burstenergien sind $E_B = 1$ bzw. 2 mJ für die Bearbeitung mit Einzelpulsen bzw. symmetrischen Doppelpuls-Bursts. Der Pulsabstand wird zwischen $\Delta t = 20 \text{ ns}$ und $10 \mu\text{s}$ variiert.

Für die einzelnen Plasmaaufnahmen wird für jeden Bursts eine neue Probenstelle bestrahlt. Die Probe wird dafür mit einer Geschwindigkeit von 18 mm/min verfahren, so dass die Bearbeitungen nicht überlappen. Die Untersuchungen werden mit dem Material C75 durchgeführt.

Bei der Überlagerung der beiden oben genannten Laser für die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts ist die zeitliche Reihenfolge relevant. Die Laser weisen unterschiedliche Pulsdauern auf, was einen Einfluss auf die Plasmaausbreitung hat.

Die Ausbreitung des Plasmas bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen verhält sich bei gleicher Pulsenergie $E = 1 \text{ mJ}$ für die unterschiedlichen Pulsdauern $\tau = 4 \text{ ns}$ und $\tau = 12 \text{ ns}$ verschieden,

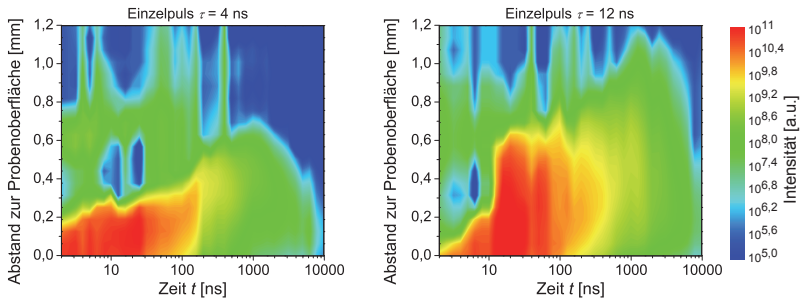


Abbildung 7.35: Intensität des Eigenleuchtens des Einzelpuls-Plasmas in z-Richtung über der Probe in Abhängigkeit der Zeit nach dem Auftreffen des Pulses. Die Intensität ist aus Einzelplasma-Aufnahmen für jeden Abstand zur Probenoberfläche aufaddiert (exemplarische Einzelaufnahmen siehe Abbildung 12.2 und Abbildung 12.3 im Anhang, Kap. 12.2.2). Links: Pulsdauer $\tau = 4$ ns, rechts: Pulsdauer $\tau = 12$ ns. (Die Intensitätswerte sind als Falschfarben angegeben, die Intensitätsskala ist exponentiell, erstes Auftreffen des Pulses bei $t = 0$ ns, $E = 1$ mJ, $f = 50$ mm, Material: 1.4301)

siehe Abbildung 7.35. Für die Bearbeitung mit $\tau = 12$ ns wird das Plasma direkt nach Pulsende explosionsartig größer, für $\tau = 4$ ns nimmt die Größe des Plasmas bedeutend langsamer zu. Die maximale Helligkeit wird ca. 20 ns nach dem ersten Auftreffen des Pulses auf der Oberfläche erreicht. Für die kleinere Pulsdauer $\tau = 4$ ns leuchtet das Plasma kürzere Zeit sehr intensiv und breitet sich weniger groß über der Probenoberfläche aus als für die Pulsdauer $\tau = 12$ ns. Die Intensität des Plasmas bei Bearbeitung mit $\tau = 12$ ns ist etwa zweimal so groß und klingt langsamer ab, siehe Abbildung 7.36 links. Beide Plasmen erreichen 1000 ns nach dem Puls die größte Ausdehnung, wobei das Plasma für die kleinere Pulsdauer immer kleiner bleibt. Bis ca. 10 μ s nach dem Puls kühlen beide Plasmen mit Kontakt zur Probenoberfläche ab, siehe Abbildung 7.35.

Der Abstand des Intensitätsmaximums des Plasmas zur Probenoberfläche steigt für beide Pulsdauern bis 1000 ns nach dem Puls auf ca. 500 μ m an. Beim Auskühlen nähert sich das Plasma wieder der Probenoberfläche an, bis es 10 μ s nach dem Puls 100 μ m über der Probenoberfläche liegt, siehe Abbildung 7.36 rechts.

Ein Unterschied im zeitlichen Verhalten des Plasmaleuchtens liegt darin, dass sich für die kleinere Pulsdauer $\tau = 4$ ns das Intensitätsmaximum des Plasmaleuchtens bis 1000 ns nach dem Puls konstant von der Probenoberfläche entfernt, siehe Abbildung 7.36 rechts und im Anhang Abbildung 12.2, Kap. 12.2.2. Für die Pulsdauer $\tau = 12$ ns liegt für 60 bis 120 ns nach Auftreffen des Pulses das Intensitätsmaximum wieder auf der Probenoberfläche. Hier taucht ein zweites Intensitätsmaximum direkt auf der Probenoberfläche auf, das intensiver leuchtet als das, sich von der Probenoberfläche entfernende Plasma, siehe Abbildung 7.36 rechts und Abbildung 12.3

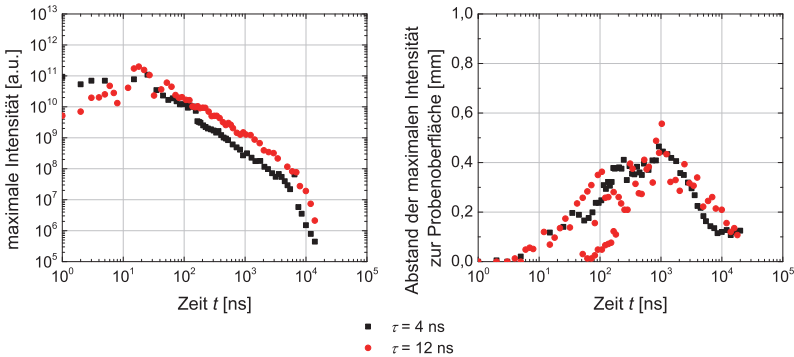


Abbildung 7.36: Links: Maximale Intensität des Plasmas, rechts: Abstand des Intensitätsmaximums zur Probenoberfläche in Abhängigkeit der Zeit nach dem Puls. Dargestellt ist die Ausbreitung zweier Einzelpulsplassen mit unterschiedlicher Pulsdauer des Abtragspulses. ($E = 1 \text{ mJ}$, $f = 50 \text{ mm}$, Material: 1.4301)

im Anhang, Kap.12.2.2.

Die Ergebnisse dieser beiden Messungen weisen darauf hin, dass bei Bearbeitung mit konstanter Pulsenergie das Plasma mit steigender Pulsdauer, d. h. fallender Intensität, ein größeres Volumen einnimmt und heller leuchtet. Ein Grund hierfür liegt darin, dass das Plasma länger durch den Puls erhitzt wird. Das vergrößerte Plasmavolumen ist auch mit dem gesteigerten Abtrag bei vergrößerter Pulsdauer, siehe Abbildung 7.2 in Kap.7.2.1, zu begründen.

Für die weiteren Untersuchungen zur Plasmaausbreitung bei der Bearbeitung mit Doppelpulsbursts werden diese beiden einzeln untersuchten Pulse überlagert. Im Folgenden wird nur die Plasmaausbreitung nach Auftreffen des zweiten Pulses betrachtet.

Da sich die beiden Plasmen der Einzelpulse verschieden ausbreiten, ist bei der Überlagerung der beiden Pulse von einer unterschiedlichen Plasmaausbreitung für beide Reihenfolgen der Pulse auszugehen. Zuerst wird die Ausbreitung des Plasmas bei dem festen Pulsabstand $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ im Doppelpuls-Burst in Abhängigkeit der Reihenfolge der beiden Pulse untersucht. Dabei trifft der nachfolgende Puls für beide Reihenfolgen zu dem Zeitpunkt auf, zu dem das Plasma des ersten Pulses die größte Ausdehnung erreicht hat, siehe Abbildung 7.35, und die maximale Intensität die größte Entfernung zur Probenoberfläche aufweist, siehe Abbildung 7.36 links.

Für $\tau_{2,1} < \tau_{2,2}$ ($\tau_{2,1} = 4 \text{ ns}$, $\tau_{2,2} = 12 \text{ ns}$) wird das Plasma des ersten Pulses in den ersten 10 ns nach Beginn des zweiten Pulses, d. h. noch während des zweiten Pulses, nicht heller. Nach 10 ns wird das Eigenleuchten des Plasmas intensiver und breitet sich bis 60 ns nach Beginn des zweiten Pulses schnell bis 900 μm über der Probenoberfläche aus und bleibt im weiteren Verlauf nahezu gleich groß. Das Plasma leuchtet intensiv bis 1000 ns nach Auftreffen des zweiten Pulses. Im Zeitraum zwischen 50 und 150 ns nach Auftreffen des zweiten Pulses auf die Probenoberfläche leuchtet das Plasma auf der Probenoberfläche weniger intensiv, siehe

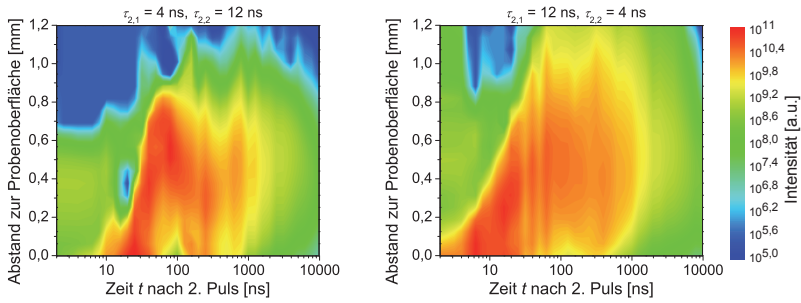


Abbildung 7.37: Intensität des Eigenleuchtens der Doppelpuls-Burst-Plasmen in z-Richtung über der Probe in Abhängigkeit von der Zeit nach dem Auftreffen des zweiten Pulses. Die Intensität ist aus Einzelplasma-Aufnahmen für jeden Abstand zur Probenoberfläche aufaddiert (exemplarische Einzelaufnahmen siehe Abbildung 12.6 und Abbildung 12.8 im Anhang, Kap. 12.2.2). Für die beiden Bursts ist die Reihenfolge der Pulse getauscht. (Die Intensitätswerte sind als Falschfarben angegeben, die Intensitätsskala ist exponentiell, erstes Auftreten des zweiten Pulses im Burst bei $t = 0$ ns, links: $\tau_{2,1} = 4$ ns, $\tau_{2,2} = 12$ ns, rechts: $\tau_{2,1} = 12$ ns, $\tau_{2,2} = 4$ ns; $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $E_B = 2$ mJ, $\Delta t = 1$ μ s, $f = 50$ mm, Material: 1.4301)

Abbildung 7.37 links.

Für die umgekehrte Reihenfolge der Pulse $\tau_{2,1} > \tau_{2,2}$ ($\tau_{2,1} = 12$ ns, $\tau_{2,2} = 4$ ns) leuchtet das Plasma des ersten Pulses ab dem Zeitpunkt des ersten Auftreffens des zweiten Pulses im Doppelpuls-Burst intensiver. Nach Beendigung des zweiten Pulses wird das Eigenleuchten des Plasmas nochmals intensiver. Mit steigender Zeit nach Auftreffen des zweiten Pulses im Burst nimmt die Ausdehnung des Plasmas zu, bis es ein Maximum von über 1,2 mm 60 ns nach Auftreffen des zweiten Pulses erreicht, und bleibt dann in der Ausdehnung nahezu konstant. Das Plasma leuchtet intensiv bis 1000 ns nach Auftreffen des zweiten Pulses, siehe Abbildung 7.37 rechts.

Das Intensitätsmaximum der Plasmen verhält sich für die beiden Doppelpuls-Bursts für die ersten 20 ns nach Auftreffen des zweiten Pulses unterschiedlich. Für $\tau_{2,1} > \tau_{2,2}$ leuchte das Plasma hier teilweise über einen Faktor 10 stärker als für $\tau_{2,1} < \tau_{2,2}$. Die maximale Intensität ist ca. 20 ns nach Auftreffen des zweiten Pulses am größten. Im weiteren Verlauf klingen die Plasmen gleich ab. Die Intensität des Plasmas erreicht ein Zehntel der maximalen Intensität > 600 ns und ein Hundertstel $> 2,5$ μ s nach dem Auftreffen des zweiten Pulses, siehe Abbildung 7.38 links.

Auch der Abstand des Intensitätsmaximums des Plasmas zur Probenoberfläche unterscheidet sich für die beiden Doppelpulse hauptsächlich in den ersten 60 ns nach Auftreffen des zweiten Pulses im Burst. Für $\tau_{2,1} < \tau_{2,2}$ ist das Intensitätsmaximum in den ersten 10 ns von der Probenoberfläche weiter als für $\tau_{2,1} > \tau_{2,2}$, danach ist dieses Verhalten umgekehrt. Im Verlauf

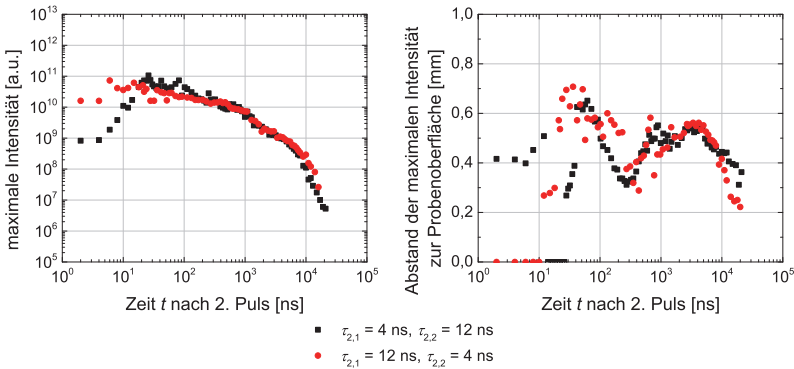


Abbildung 7.38: Links: Maximale Intensität des Plasmas, rechts: Abstand des Intensitätsmaximums zur Probenoberfläche in Abhängigkeit der Zeit nach dem zweiten Puls. Dargestellt ist die Ausbreitung zweier Doppelpuls-Plasmen unterschiedlicher Reihenfolge der Pulse im Burst. ($E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $E_B = 2 \text{ mJ}$, $\Delta t = 1 \mu\text{s}$, $f = 50 \text{ mm}$, Material: 1.4301)

weist der Ort des Intensitätsmaximums zwei Maxima auf. Diese sind darin begründet, dass der schnell expandierende Teil des Plasmas schneller abkühlt als das nachströmende Plasma, das anschließend heller leuchtet als das restliche Plasma, siehe Abbildung 12.17 rechts sowie Abbildung 12.6 und Abbildung 12.8 im Anhang, Kap.12.2.2. Für beide Pulsbursts nähert sich das Plasma beim Abklingen der Probenoberfläche an.

Für den Fall $\tau_{2,1} > \tau_{2,2}$ ($\tau_{2,1} = 12 \text{ ns}$, $\tau_{2,2} = 4 \text{ ns}$) leuchtet das Plasma schneller nach Auftreffen des zweiten Pulses sehr intensiv im Vergleich zur umgedrehten Reihenfolge der beiden Pulse. Dies deutet auf eine größere Absorption des zweiten Pulses im eigenen Plasma hin. Da das Plasma in einiger Entfernung über der Probe nicht zusätzlich erneut aufleuchtet, wird der zweite Puls in beiden Fällen kaum im Plasma des ersten absorbiert. Weiterhin breitet sich für $\tau_{2,1} > \tau_{2,2}$ das Plasma im zeitlichen Verlauf größer aus und leuchtet intensiver nahe der Probenoberfläche als für $\tau_{2,1} < \tau_{2,2}$, siehe Abbildung 7.37 links.

Beim Vergleich der Plasmaausbreitung mit dem Abtragsergebnis ist bei gleicher Energie der Pulse im Burst bei zwei vorgegebenen Pulsdauern für den Fall $\tau_{2,1} > \tau_{2,2}$ der Abtrag pro Schicht größer als für $\tau_{2,1} < \tau_{2,2}$, siehe Abbildung 7.17. Dies lässt darauf rückschließen, dass der Abtrag pro Schicht größer ist, wenn die Bearbeitung unter Erzeugung eines kleineren, weniger intensiv leuchtenden Plasmas stattfindet, welches weniger Kontakt zur Probenoberfläche aufweist.

Für die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts wird die Plasmaausbreitung bei $\tau_{2,1} < \tau_{2,2}$ ($\tau_{2,1} = 4 \text{ ns}$, $\tau_{2,2} = 12 \text{ ns}$) für unterschiedliche Pulsabstände im Burst $\Delta t = 20 \text{ ns}$, 300 ns , $1 \mu\text{s}$, $10 \mu\text{s}$ untersucht. Vollständigkeitshalber ist hier der oben beschriebene Verlauf für den Pulsabstand $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ nochmals mit aufgeführt.

Für den Pulsabstand $\Delta t = 20 \text{ ns}$ leuchtet das Plasma direkt während des Auftreffens des

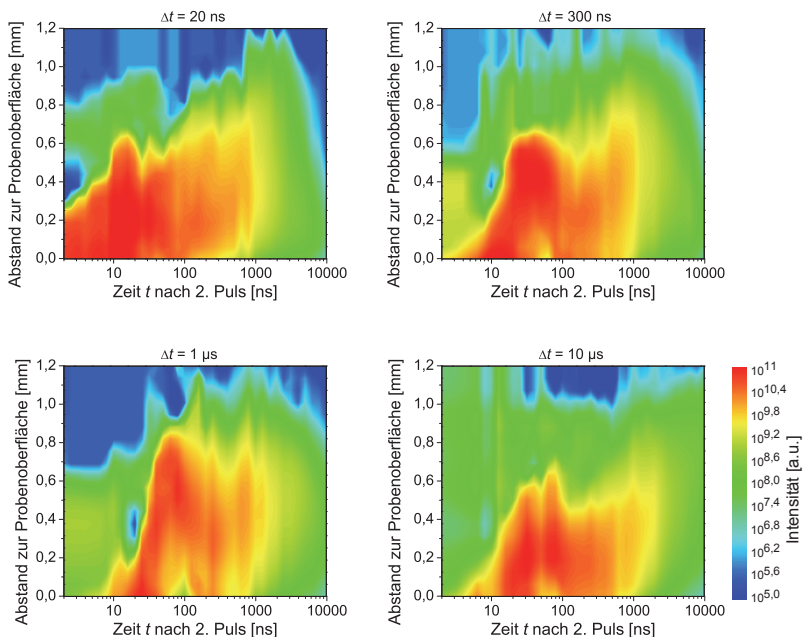


Abbildung 7.39: Intensität des Eigenleuchtens des Doppelpuls-Plasmas in z-Richtung über der Probe in Abhängigkeit der Zeit nach dem Auftreffen des zweiten Pulses für unterschiedliche Pulsabstände Δt . Die Intensität ist aus Einzelplasma-Aufnahmen für jeden Abstand zur Probenoberfläche aufaddiert. Exemplarische Einzelaufnahmen sind in Abbildung 12.4 bis Abbildung 12.7 im Anhang, Kap. 12.2.2 dargestellt. (Die Intensitätswerte sind als Falschfarben angegeben, die Intensitätsskala ist exponentiell, erstes Auftreffen des zweiten Pulses im Burst bei $t = 0$ ns, oben links: $\Delta t = 20$ ns, oben rechts: $\Delta t = 300$ ns, unten links: $\Delta t = 1 \mu\text{s}$, unten rechts: $\Delta t = 10 \mu\text{s}$; $\tau_{2,1} = 4$ ns, $\tau_{2,2} = 12$ ns, $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $E_B = 2$ mJ, $f = 50$ mm, Material: 1.4301)

zweiten Pulses über der Probenoberfläche bis zu einer Höhe von $> 200 \mu\text{m}$ über der Probenoberfläche sehr intensiv, siehe Abbildung 7.39 oben links. Das Plasma des ersten Pulses hat sich erst wenig ausgebreitet und leuchtet noch sehr intensiv, wenn der zweite Puls auftrifft, siehe Abbildung 7.35 links. Der zweite Puls wird teilweise im Plasma des ersten absorbiert. Das Plasma des Doppelpuls-Bursts breitet sich im weiteren zeitlichen Verlauf aus wie das des Einzelpulses bei $\tau = 12$ ns, leuchtet aber über einen längeren Zeitraum intensiv, siehe Abbildung 7.39 links oben und Abbildung 7.35 rechts.

Für Pulsabstände $\Delta t > 300$ ns leuchtet das Plasma des ersten Pulses nur noch schwach, siehe Abbildung 7.35 links, wenn der zweite Puls auf die Probenoberfläche auftrifft. Für diese

Pulsabstände beginnt das Plasma während oder erst nach dem zweiten Puls wieder intensiv zu leuchten, siehe Abbildung 7.39 oben rechts und unten. Dies weist darauf hin, dass die Absorption des zweiten Pulses im Plasma des ersten gering ist.

Das zweite Plasma im Burst breitet sich mit der Zeit schnell aus. Innerhalb von 25 bis 60 ns nach Auftreffen des zweiten Pulses breitet sich das Plasma auf über 600 μm über die Probenoberfläche aus. Die größte Plasmaausbreitung mit über 800 μm wird für $\Delta t = 1$ erreicht, siehe Abbildung 7.39 unten links.

Bei der Ausbreitung der Plasmen wird deren Helligkeit über der Probenoberfläche für Zeiten zwischen 40 und 80 ns nach dem zweiten Puls für $\Delta t = 300$ ns und 10 μs bzw. für $\Delta t = 1$ zwischen 70 und 150 ns kleiner, siehe Abbildung 7.39 oben rechts und unten sowie Abbildung 12.5 bis Abbildung 12.7 im Anhang, Kap. 12.2.2. Das Plasma enthält mehrere räumlich getrennte, intensiv leuchtende Bereiche. Weiter von der Probenoberfläche entfernte Plasmaanteile breiten sich schneller aus, so dass dazwischen ein dunklerer Bereich entsteht, bis sich das nachströmende Plasma ausbreitet.

Alle betrachteten Plasmen bei der Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts leuchten 1000 ns nach Auftreffen des zweiten Pulses intensiv.

Ein Einfluss des ersten Pulses auf den zweiten ist bei einem Pulsabstand $\Delta t = 10$ μs noch vorhanden. Dies bedeutet, dass bei den hier verwendeten Parametern der Laserpulse eine gegenseitige Beeinflussung der Pulse für Repetitionsraten $\nu = 100$ kHz vorliegt.

Je größer der Pulsabstand in diesen untersuchten Doppelpuls-Bursts ist, desto kleiner ist der Wert des Intensitätsmaximums direkt beim Auftreffen auf die Probenoberfläche und bei Beendigung des zweiten Pulses. Auch erreichen die Plasmen mit steigendem Pulsabstand immer später nach Beendigung des zweiten Pulses die maximale Intensität und leuchten (außer für $\Delta t = 10$ μs) immer länger hell, siehe Abbildung 7.40 links bzw. Abbildung 12.15 bis Abbildung 12.18 im Anhang, Kap. 12.2.2.

Für den Ort des Plasma-Intensitätsmaximums über der Probenoberfläche sind zwei unterschiedliche Verhalten für $\Delta t \leq 1$ μs und $\Delta t > 1$ μs zu erkennen.

Für Pulsabstände $\Delta t \leq 1$ μs wird der zweite Puls teilweise im Plasma des ersten absorbiert und regt dieses erneut an. Der Ort des Intensitätsmaximums liegt während des zweiten Pulses mindestens 100 μm über der Probenoberfläche und entfernt sich nach Beendigung des zweiten Pulses weiter von der Probenoberfläche. Dieser wieder angeregte Teil des Plasmas expandiert schnell und wird mit der Zeit weniger intensiv leuchtend als das nachströmende Plasma. Hiermit wandert der Ort des Intensitätsmaximums 100 bis 300 ns nach dem zweiten Puls zurück zur Probenoberfläche, siehe Abbildung 7.40 rechts und Abbildung 12.15 bis Abbildung 12.17 im Anhang, Kap. 12.2.2.

Im Folgenden breitet sich das nachströmende Plasma aus und der Ort der maximalen Intensität entfernt sich, bis er einen maximalen Abstand 1 bis 2 μs nach dem zweiten Puls erreicht. Mit weiterem Auskühlen des Plasmas nähert sich dieses wieder der Probenoberfläche an, siehe Abbildung 7.40 rechts und Abbildung 12.15 bis Abbildung 12.17 im Anhang, Kap. 12.2.2.

Für Pulsabstände $\Delta t > 1$ μs ist das Plasma des ersten Pulses bei Auftreffen des zweiten Pul-

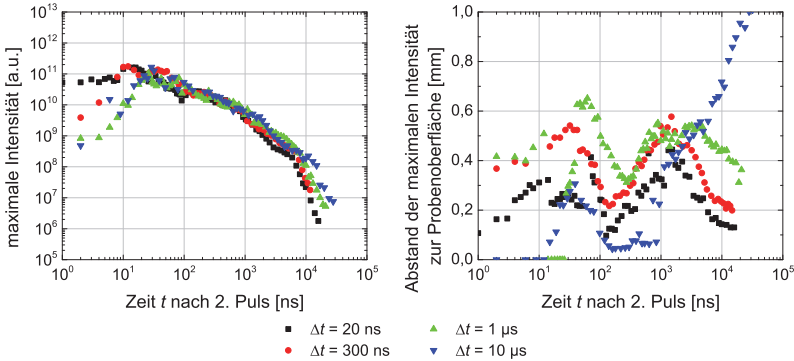


Abbildung 7.40: Links: Maximale Intensität des Plasmas, rechts: Abstand des Intensitätsmaximums des Plasmas zur Probenoberfläche in Abhängigkeit der Zeit nach dem zweiten Puls für Doppelpulse mit unterschiedlichen Pulsabständen Δt . ($\tau_{2,1} = 4$ ns, $\tau_{2,2} = 12$ ns, $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $E_B = 2$ mJ, $\Delta t = 1$ μ s, $f = 50$ mm, Material: 1.4301. Für $\Delta t = 100$ ns sind die Werte für die Zeiten 5 bis 40 ns nicht bestimmbar, da hier die Plasmaaufnahmen überstrahlt sind.)

ses optisch dünn genug, dass der zweite Puls nahezu nicht mehr absorbiert wird. Das Plasma leuchtet direkt auf der Probenoberfläche am hellsten. Im Folgenden entfernt sich der Ort des Intensitätsmaximums von der Probenoberfläche, bis er bei > 300 ns nach dem zweiten Puls ein Maximum erreicht, und nähert sich wieder der Probenoberfläche an. Auch hier liegt dies daran, dass der Teil des Plasmas, der sich schnell ausbreitet, immer weniger stark leuchtet und somit das nachströmende Plasma heller ist. Dieses nachströmende Plasma entfernt sich im weiteren Verlauf immer weiter von der Probenoberfläche und kühlt entfernt von der Probenoberfläche aus, siehe Abbildung 7.40 rechts sowie Abbildung 12.17 und Abbildung 12.18 im Anhang, Kap.12.2.2.

Werden diese Ergebnisse mit dem Abtragsverhalten bei der Bearbeitung mit Doppelpulsbursts verglichen, so sinkt die Abtragsrate mit steigendem Pulsabstand Δt , siehe Abbildung 7.9 in Kap. 12.2.1. Die Absorption des zweiten Pulses im Burst im Plasma des ersten Pulses sinkt, ebenso wie das Intensitätsmaximum des Plasmas, während der Zeitpunkt des Intensitätsmaximums mit steigendem Pulsabstand Δt zunimmt, siehe Abbildung 7.39 und Abbildung 7.40. Gleichzeitig wird das zweite Plasma mit steigendem Pulsabstand bis $\Delta t = 1$ μ s immer größer, danach wieder kleiner, siehe Abbildung 7.39. Für immer größere Pulsabstände $\Delta t > 1$ μ s kühlt das Plasma nicht mehr mit Kontakt zur Probenoberfläche aus, siehe Abbildung 7.40 sowie Abbildung 12.7 im Anhang, Kap.12.2.2.

Hieraus ist rückzuschließen, dass die Abtragsrate bei der Bearbeitung mit ns-Burst größer ist, wenn das Plasma intensiver ist und einen größeren Einfluss auf den Abtrag ausübt. Ob das Auskühlen des Plasmas mit oder ohne Kontakt zur Probenoberfläche einen Einfluss auf die

Abtragsrate hat, kann anhand dieser Daten nicht bestimmt werden.

7.4.2 Plasmaausbreitung bei der Bearbeitung mit ps-Bursts

Die Ausbreitung der Plasmen bei der Bearbeitung mit ps-Bursts wird mit dem in Kap.6.2 vorgestellten Laser 5 (Superrapid) bei der Wellenlänge $\lambda = 1064$ nm und der Repetitionsrate $\nu = 25$ Hz durchgeführt. Für die Untersuchung wird die Energie zwischen $E = 4$ und 22 μJ , der Pulsabstand zwischen $\Delta t = 20$ und 100 ns variiert. Die untersuchten Energieverhältnis im Doppelpuls-Burst sind $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$ und $1 : 4$. Für die Plasmaaufnahmen werden die einzelnen Bursts auf jeweils eine neue Probenstelle abgegeben. Die Probe aus dem Material C75 wird dafür mit einer Geschwindigkeit von 75 mm/min verfahren, so dass sich die einzelnen Bearbeitungen nicht überlappen.

Die Plasmaausbreitung für die Bearbeitung mit Einzelpulsen wird für die Pulsenergien $E = 4$; 11 und 22 μJ betrachtet. Diese Energien entsprechen den Energien des ersten Pulses bzw. der Burstenergie der nachfolgend untersuchten Doppelpuls-Bursts.

Bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen der Energie $E = 4$ μJ leuchtet das Plasma nur wenige Nanosekunden nach dem Puls sehr schwach direkt auf der Probenoberfläche. Das Plasma ist bei Betrachtung der seitlichen Ausdehnung wenige Mikrometer klein und verändert seine elliptische Form bis zum Auskühlen nicht, siehe Abbildung 7.41 oben links und Abbildung 12.9 im Anhang, Kap. 12.2.2.

Bei der Bearbeitung mit der Pulsenergie $E = 11$ μJ ist das Plasma bereits bedeutend größer als im vorangegangenen Fall. Das Plasma breitet sich kugelförmig über der Probenoberfläche aus und leuchtet bis 4 ns nach dem Puls bis zu 15 μm über der Probenoberfläche intensiv. Anschließend kühlt es mit Kontakt zur Probenoberfläche aus, siehe Abbildung 7.41 oben rechts und Abbildung 12.10 im Anhang, Kap. 12.2.2.

Für die Pulsenergie $E = 22$ μJ leuchtet das Plasma bis 10 ns nach dem Puls intensiv und breitet sich dabei bis zu 50 μm über die Probenoberfläche aus. Ca. 5 bis 7 ns nach dem Puls verliert das intensiv leuchtende Plasma den Kontakt zur Probenoberfläche und kühlt entfernt von der Probenoberfläche aus, siehe Abbildung 7.41 unten und Abbildung 12.11 im Anhang, Kap. 12.2.2.

Die Plasmen bei der Bearbeitung mit ps-Einzelpulsen breiten sich je nach eingebrachter Energie unterschiedlich schnell aus. Für $E = 4$ μJ kühlt das Plasma kurz nach dem Puls direkt auf der Probenoberfläche aus. Für $E = 11$ μJ breitet sich das Plasma mit ca. 3000 m/s aus, für $E = 22$ μJ mit 4500 m/s. Damit breitet sich das Plasma bei $E = 22$ μJ eineinhalb mal schneller aus als bei der halben Energie.

Bei der Bearbeitung mit ps-Pulsen ist in den Aufnahmen des Plasma-Eigenleuchtens teilweise ein helles Leuchten direkt zu Beginn der Beobachtung über der Probenoberfläche zu sehen, z. B. in Abbildung 7.41 unten. Hier wird das Umgebungsgas über der Probenoberfläche durch den Puls ionisiert. Auf diesen Effekt wird nicht weiter eingegangen.

Für die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts werden drei verschiedene Bursts untersucht: symmetrische Doppelpuls-Bursts bei Pulsabstand $\Delta t = 20$ ns und $\Delta t = 100$ ns sowie der asymme-

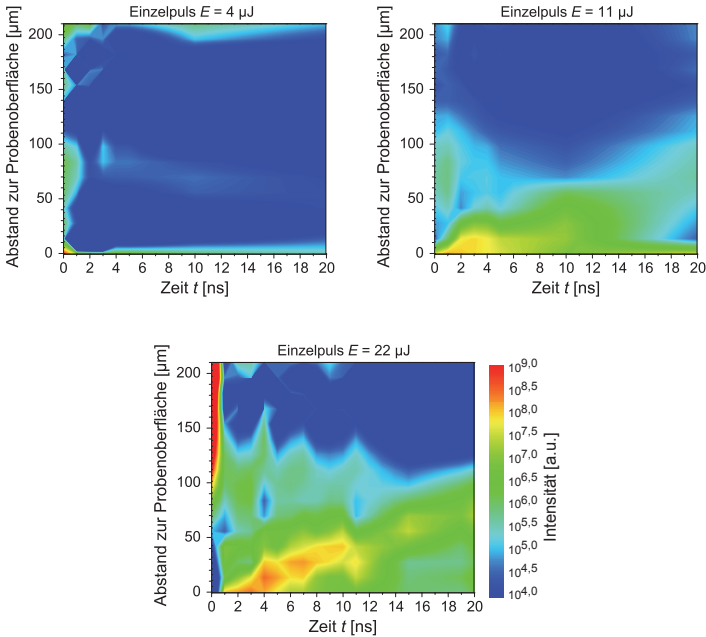


Abbildung 7.41: Intensität des Plasma-Eigenleuchtens in z-Richtung über der Probe in Abhängigkeit der Zeit nach dem Auftreffen des Pulses für die Bearbeitung mit Einzelpulsen bei unterschiedlichen Pulsenergien.

Exemplarische Plasma-Einzelaufnahmen sind in Abbildung 12.9 bis Abbildung 12.11 im Anhang Kap.12.2.2 dargestellt. (Die Intensitätswerte sind als Falschfarben angegeben, die Intensitätsskala ist exponentiell, oben links: $E = 4 \mu\text{J}$, oben rechts: $E = 11 \mu\text{J}$, unten: $E = 22 \mu\text{J}$; $\tau = 12 \text{ ns}$, $f = 160 \text{ mm}$, Material: C75)

trische Doppelpuls-Burst mit Energieverteilung $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 4$ bei $\Delta t = 100 \text{ ns}$. Beobachtet werden die Plasmen nach Auftreffen des zweiten Pulses.

Bei der Bearbeitung mit symmetrischem Doppelpuls-Burst bei $\Delta t = 20$ und 100 ns leuchtet direkt nach Auftreffen des zweiten Pulses das Plasma intensiv über der Probenoberfläche. Teilweise wird das auskühlende Plasma des ersten Pulses durch den zweiten wieder angeregt. Für beide Pulsabstände ist das Plasma bedeutend größer und heller als das des Einzelpulses zur gleichen Zeit, siehe Abbildung 7.42 oben und Abbildung 7.41 oben rechts sowie Abbildung 12.10, Abbildung 12.12 und Abbildung 12.13 im Anhang, Kap.12.2.2. Für kurze Zeiten, bis ca. 10 ns , nach dem zweiten Puls ist das Plasma für $\Delta t = 100 \text{ ns}$ größer als das für $\Delta t = 20 \text{ ns}$.

Das intensive Leuchten des Plasmas hält bis zu 10 ns lang an, das Plasma breitet sich dabei

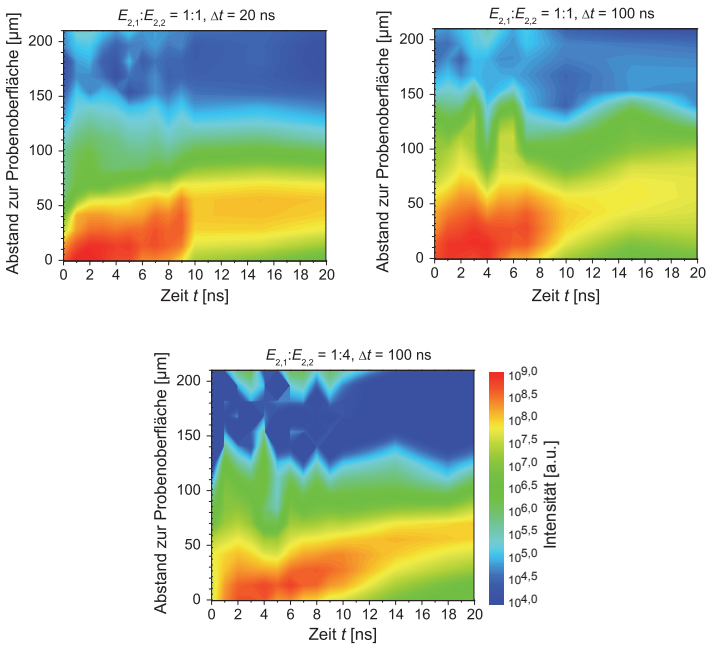


Abbildung 7.42: Intensität des Plasma-Eigenleuchtens in z-Richtung über der Probe in Abhängigkeit der Zeit nach dem Auftreffen des zweiten Pulses für die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts bei unterschiedlichen Energieverhältnissen und Pulsabständen.

Exemplarische Plasma-Einzelaufnahmen sind in Abbildung 12.12 bis Abbildung 12.14 im Anhang, Kap.12.2.2 dargestellt. (Die Intensitätswerte sind als Falschfarben angegeben, die Intensitätsskala ist exponentiell, oben links: $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $\Delta t = 20$ ns, oben rechts: $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $\Delta t = 100$ ns, unten: $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 4$, $\Delta t = 100$ ns; $\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 12$ ps, $E_B = 22$ μ J, $f = 160$ mm, Material: C75)

bis 70 μ m über die Probenoberfläche aus. Beim Abkühlen entfernt sich das Plasma von der Probenoberfläche. Diese Ablösung des Plasmas von der Probenoberfläche ist für $\Delta t = 100$ ns stärker als für $\Delta t = 20$ ns, siehe Abbildung 7.42 oben sowie Abbildung 12.12 und Abbildung 12.13 im Anhang, Kap. 12.2.2.

Für die Bearbeitung mit dem asymmetrischen Doppelpuls-Burst mit $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 4$ und $\Delta t = 100$ ns entsteht wie bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen wieder ein kleines Plasma direkt auf der Probenoberfläche, siehe Abbildung 7.42 unten und Abbildung 12.14 im Anhang, Kap.12.2.2. Zusätzlich wird das abkühlende Plasma des ersten Pulses wieder mit angeregt, Abbildung 12.14 im Anhang, Kap. 12.2.2.

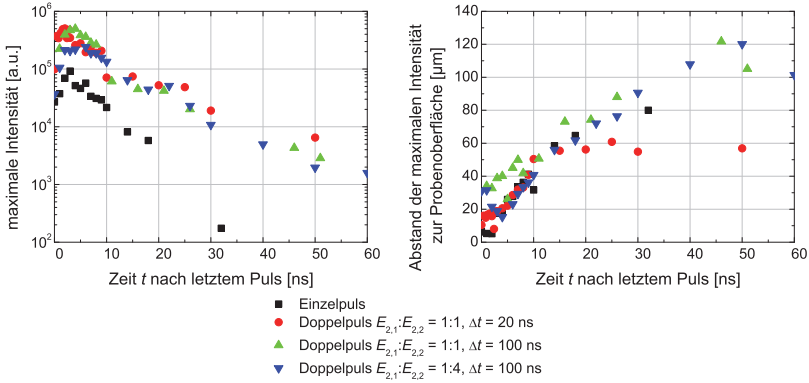


Abbildung 7.43: Links: Maximale Intensität des Plasmas, rechts: Ort des Plasma-Intensitätsmaximum über der Probenoberfläche in Abhängigkeit der Zeit nach jeweils dem letzten Puls im Burst. ($\tau_i = 12$ ps, $E_B = 22$ μJ , $f = 160$ mm, Material: C75)

Das Plasma bei Bearbeitung mit asymmetrischem Doppelpuls-Burst bleibt kleiner und leuchtet schwächer als das bei der Bearbeitung mit symmetrischem Doppelpuls-Burst, entfernt sich beim Auskühlen aber ebenfalls von der Probenoberfläche, siehe Abbildung 7.42.

Im Vergleich der maximalen Intensität der Plasmen bei der Bearbeitung mit konstanter Burstenergie $E_B = 22$ μJ , leuchtet das Plasma bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen ca. fünfmal schwächer und kürzer als die Plasmen bei der Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts, siehe auch Abbildung 7.43 links.

Für die beiden symmetrischen Doppelpuls-Bursts leuchten beide Plasmen gleich hell. Das Intensitätsmaximum des Plasmas wird ca. 2 bis 3 ns nach dem zweiten Puls erreicht. Das Leuchten nimmt mit der Zeit für beide Plasmen im Rahmen der Messgenauigkeit gleich stark ab, siehe Abbildung 7.43 links. Bei Bearbeitung mit asymmetrischem Doppelpuls-Burst ist die maximale Intensität des Plasmas halb so groß wie die der symmetrischen Doppelpuls-Bursts. Ab ca. 10 ns nach dem zweiten Puls gleicht sich die maximale Intensität beim Ausklingen der Burst-Plasmen aneinander an, siehe Abbildung 7.43 links.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasmas des zweiten Pulses bei der Bearbeitung mit ps-Doppelpuls-Burst ist genau so groß wie die des ersten Pulses oder leicht größer. Für die Bearbeitung mit symmetrischen Doppelpulsen ($E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$) breitet sich das Plasma des zweiten Pulses mit 3500 m/s für $\Delta t = 20$ ns bzw. 3750 m/s für $\Delta t = 100$ ns aus. Für den asymmetrischen Doppelpuls mit dem Energieverhältnis 1 : 4 breitet sich das zweite Plasma mit einer Geschwindigkeit von 3000 m/s aus.

Der Ort des Intensitätsmaximums unterscheidet sich ebenfalls stark bei den untersuchten Plasmen. Für die Bearbeitung mit Einzelpulsen leuchtet das Plasma direkt auf der Probenober-

fläche am hellsten, bis sich das Intensitätsmaximum ca. 3 ns nach dem Puls von der Probenoberfläche entfernt und abklingt, siehe Abbildung 7.43 rechts.

Für die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts liegt das Plasma-Intensitätsmaximum immer über der Probenoberfläche. Für $E_{2,1} = E_{2,2}$ und $\Delta t = 20$ ns ist der Abstand 20 μm über der Probenoberfläche und nimmt bis zu einem Abstand von 60 μm zu, wo das Plasma ausklingt. Bei der Bearbeitung mit $E_{2,1} = E_{2,2}$ und $\Delta t = 100$ ns liegt das Intensitätsmaximum des Plasmas nach dem zweiten Puls 30 μm über der Probenoberfläche und entfernt sich mit der Zeit auf 120 μm beim Ausklingen des Plasmas, siehe Abbildung 7.43 rechts.

Das Intensitätsmaximum des Plasmaleuchtens bei der Bearbeitung mit dem asymmetrischen Doppelpuls-Burst liegt direkt nach dem zweiten Puls 30 μm über der Probenoberfläche und wandert bis 5 ns nach dem Puls in Richtung Probenoberfläche. Mit weiterem Abklingen des Plasmas entfernt sich das Intensitätsmaximum dann wieder von der Probenoberfläche auf einen Abstand von 120 μm , siehe Abbildung 7.43 rechts. Die Annäherung des Intensitätsmaximums an die Probenoberfläche für kurze Zeiten nach dem Puls ist in dem Abkühlen des Plasmas des ersten Pulses begründet, welches durch den zweiten Puls wieder angeregt wurde. Klingt dieser Plasmaanteil ab, wird das nachströmende Plasma des zweiten Pulses der intensiver leuchtende Anteil, siehe Abbildung 12.14 im Anhang, Kap. 12.2.2.

Diese Ergebnisse der Plasmaausbreitung werden mit den Abtragsergebnissen aus Kap. 7.3.1 verglichen. Für die Einzelpulsbearbeitung mit $E = 4$ μJ ist die Abtragsrate 0,36 $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei einer Rauigkeit $Ra = 1,5$ μm , für $E = 11$ μJ beträgt die Abtragsrate 0,63 $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $Ra = 2,6$ μm und für $E = 22$ μJ liegt die Abtragsrate bei 0,9 $\mu\text{m}/\text{Schicht}$ bei $Ra = 4,1$ μm , siehe Abbildung 7.20 und Abbildung 7.21.

Bei der Bearbeitung mit symmetrischen Doppelpuls-Bursts mit der Energie $E_B = 22$ μJ wird für $\Delta t = 20$ ns eine Steigerung der Abtragsrate gegenüber dem Einzelpulsabtrag um 21 % bei einer Rauigkeit der strukturierten Oberfläche $Ra = 3,3$ μm erreicht. Für $\Delta t = 100$ ns beträgt die Steigerung der Abtragsrate 42 % bei einer Oberflächenrauigkeit $Ra = 3,7$ μm , siehe Abbildung 7.21. Bei der Bearbeitung mit asymmetrischen Doppelpuls-Burst mit $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 4$ und $E_B = 22$ μJ ist die Abtragsrate für $\Delta t = 100$ ns um 44 % gesteigert bei einer Rauigkeit der strukturierten Oberfläche von $Ra = 1,5$ μm , siehe Abbildung 7.23.

Bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen der Energie $E = 4$ μJ klingt das Plasma sehr schnell ab, siehe Abbildung 7.41. Hierdurch findet wahrscheinlich keine negative Beeinflussung der Bearbeitung sowie der Qualität der Oberfläche durch das Plasma statt. Auch bei $E = 11$ μJ ist das Plasma noch relativ klein. In den oben beschriebenen Versuchen werden ab Energien von $E = 8$ μJ sehr unterschiedliche Abtragsraten und Rauigkeiten der strukturierten Oberflächen festgestellt, wenn gleiche Parameter verwendet werden, siehe Kap. 7.3.1. Dieser instabile Abtrag kann unter anderem durch einen Einfluss des Plasmas hervorgerufen werden.

Werden die Plasmaausbreitung bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen und Doppelpuls-Bursts miteinander verglichen, ist kein direkter Zusammenhang zwischen der Plasmagröße und der Abtragsrate zu erkennen. Ein kleineres Plasma, wie bei der Einzelpulsbearbeitung mit $E = 4$ μJ (teilweise auch bei größeren Pulsenergien, soweit der Abtragsprozess noch nicht instabil gewor-

den ist) bzw. der Bearbeitung mit asymmetrischen Doppelpuls-Bursts gesehen, scheint einen glättenden Effekt auf die Probenoberfläche auszuüben, siehe Kap. 7.3.1 und Abbildung 12.9 bis Abbildung 12.14 im Anhang, Kap. 12.2.2.

Bei der Bearbeitung mit größeren Energien weisen die untersuchten Parametersätze eine größere Abtragsrate auf, wenn das erzeugte Plasma ein weiter von der Probenoberfläche entferntes Intensitätsmaximum aufweist. Tendenziell sind kleinere Rauigkeiten erreichbar, wenn das Plasma ohne Kontakt zur Probenoberfläche abklingt, siehe Kap. 7.3.1 und Abbildung 12.9 bis Abbildung 12.14 im Anhang, Kap. 12.2.2.

7.4.3 Druckwellenausbreitung

Die Druckwellenausbreitung wird anhand der Bearbeitung mit symmetrischen ns-Doppelpuls-Bursts untersucht. Hierfür wird der in Kap. 6.2 vorgestellte Laser 3 (HY1200) bei der Wellenlänge $\lambda = 1064$ nm und der Repetitionsrate $\nu = 10$ Hz verwendet. Die untersuchte Burstenergie ist $E_B = 2$ mJ, der Pulsabstand wird zwischen $\Delta t_i = 300$ ns und 2μ s variiert.

Für die Aufnahme der Druckwellenausbreitung werden die einzelnen Bursts auf jeweils eine neue Probenstelle abgegeben. Die Probe wird dafür mit einer Geschwindigkeit 18 mm/min verfahren, so dass die einzelnen Bearbeitungen nicht überlappen. Die Untersuchungen werden mit dem Stahl 1.4301 durchgeführt.

Die Druckwellen sind nicht direkt nach Auftreffen des Pulses zu detektieren, da sie auf den Aufnahmen vom Plasma überstrahlt werden.

Die beobachtete Ausbreitung der Druckwellen wird mit den in Kap. 4.3 vorgestellten Ausbreitungsmodellen, d. h. Schockwellenmodell, verzögertes Schockwellenmodell, Diffusionsmodell, Drag-Modell und verzögertes Drag-Modell, verglichen.

Die Ausbreitung der Druckwelle des ersten Pulses entspricht der bei Einzelpulsbearbeitung mit der Energie $E_B = 1$. Diese Druckwelle kann 80 ns bis $4,8 \mu$ s nach dem Puls beobachtet werden. Die Druckwelle breitet sich kugelförmig aus und erreicht nach $4,8 \mu$ s den maximalen beobachteten Radius von 3 mm. Die Kurve der beobachteten Radien weist nach 1μ s einen Knick auf. Daher wird die Näherung nur bis 1μ s nach Auftreffen des Pulses durchgeführt.

Die Näherung nach verzögertem Schockwellenmodell und dem verzögerten Drag-Modell liefern zusammen mit der Näherung nach dem Schockwellenmodell die besten Näherungen. Die Näherung nach dem Drag-Modell liefert keine gute Näherungskurve, siehe Abbildung 12.19 im Anhang, Kap. 12.2.3. Da in der Literatur meist das Schockwellenmodell verwendet wird, wird dieses bevorzugt betrachtet.

Die Näherung nach der Funktion $y = a_1 \cdot x^{a_2}$ ergibt die Fitkurve $r(t) = 0,129 \cdot t^{0,33}$, siehe Abbildung 7.44 und Abbildung 12.19 im Anhang, Kap. 12.2.3. Je nach Exponent a_2 , kann dies als eine Ausbreitung nach dem Schockwellenmodell ($a_2 = 0,4$) oder nach dem Diffusionsmodell ($a_2 = 0,5$) ausgelegt werden. Die Näherung der Ausbreitungskurve weist einen Exponenten $a_2 = 0,33$ auf, wodurch die Druckwellenausbreitung nach Schockwellentheorie geeigneter erscheint.

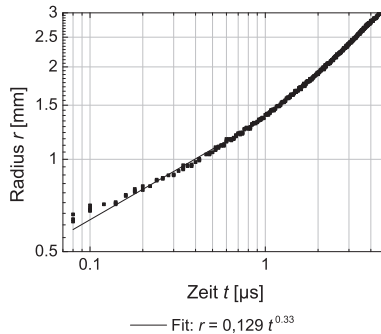


Abbildung 7.44: Ausbreitung der durch die Materialbearbeitung erzeugten Druckwelle in Abhängigkeit der Zeit nach dem Puls für zwei verschiedene Pulsenergien. Die Ausbreitung der Druckwelle wird nach der Funktion $y = a_1 \cdot x^{a_2}$ angenähert. ($\tau = 20$ ns, $f = 50$ mm, Material: 1.4301)

Die Messpunkte der zweiten Druckwelle werden nach den in Kap.4.3 vorgestellten Ausbreitungsmodellen bis zu dem Zeitpunkt angenähert, zu dem die zweite Druckwelle die erste einholt.

Die Näherung nach dem Drag-Modell liefert auch für die Ausbreitung der zweiten Druckwelle im Burst keine gute Fitkurve. Auch die Näherung nach der Stoßwellentheorie zeigt, besonders für kleine Zeiten, Abweichungen. Durch die Näherungen nach der verzögerten Stoßwellentheorie und nach dem verzögerten Drag-Modell lassen sich die besten Näherungskurven ableiten, siehe Abbildung 12.20 bis Abbildung 12.23 im Anhang, Kap.12.2.3.

Die verzögerte Stoßwellentheorie liefert, besonders für kleine Zeiten, eine genauere Näherung und wird daher als besser angesehen. Die Näherungskurven nach der verzögerten Stoßwellentheorie für die zweiten Druckwellen in den Doppelpuls-Bursts sind in Abbildung 7.45 dargestellt.

Bei der Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts mit der Burstenergie $E_B = 2$ mJ erreicht im beobachteten Zeitfenster die zweite Druckwelle die Ausdehnung der ersten für alle Pulsabstände $\Delta t \leq 1$ μ s. Für den Pulsabstand $\Delta t = 300$ ns kann die zweite Druckwelle 100 ns nach dem Puls bei einem Radius $r = 660$ μ m beobachtet werden. Die zweite Druckwelle holt die erste 400 ns nach dem Puls bei einem Druckwellenradius von 1,05 mm ein und kann für diesen Zeitraum nach dem verzögerte Schockwellenmodell mit $r(t) = 5,2 \cdot (t - 3,9 \cdot 10^{-7})^{0,62} + 6,0 \cdot 10^{-4}$ genähert werden, siehe Abbildung 7.45 rechts und Abbildung 12.20 im Anhang, Kap.12.2.3.

Für $\Delta t = 500$ ns kann die zweite Druckwelle 140 ns nach dem Puls mit einem Radius $r = 760$ μ m beobachtet werden. Die zweite Druckwelle erreicht die erste 1000 ns nach dem zweiten Puls bei dem Radius $r = 1,5$ mm. Die Näherung nach dem verzögerten Schockwellenmodell ergibt $r(t) = 31,8 \cdot (t - 6,4 \cdot 10^{-7})^{0,76} + 7,7 \cdot 10^{-4}$, siehe Abbildung 7.45 rechts und Abbildung 12.21 im Anhang, Kap.12.2.3.

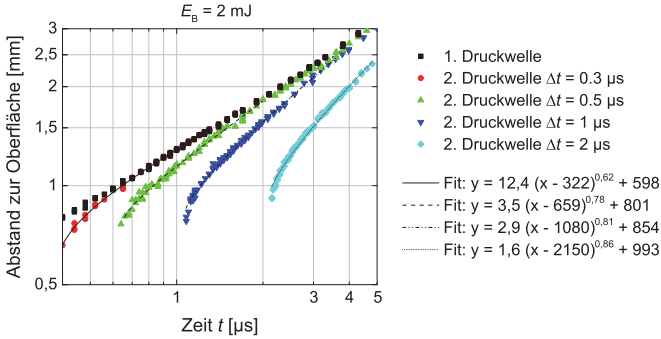


Abbildung 7.45: Ausbreitung der durch die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts erzeugten Druckwellen in Abhängigkeit der Zeit nach dem ersten Puls im Burst. Die Ausbreitung der jeweils zweiten Druckwelle wird nach der Funktion $y = a_1 \cdot (x - x_0)^{a_2} - a_3$ angenähert. ($\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 50 \text{ ns}$, $E_B = 2 \text{ mJ}$, $f = 50 \text{ mm}$, Material: 1.4301; gemessene Pulsabstände $\Delta t = 300 \text{ ns}$, 520 ns , $0,98 \mu\text{s}$, $2,01 \mu\text{s}$)

Bei $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ ist die Druckwelle des zweiten Pulses 80 ns nach diesem mit dem Radius $r = 780 \mu\text{m}$ zu beobachten. $2 \mu\text{m}$ nach dem zweiten Puls erreicht sie die Ausdehnung der ersten Druckwelle bei dem Radius $r = 2,2 \text{ mm}$. Die Näherung nach dem verzögerten Schockwellenmodell ergibt $r(t) = 32,1 \cdot (t - 1,08 \cdot 10^{-6})^{0,77} + 8,3 \cdot 10^{-4}$, siehe Abbildung 7.45 rechts und Abbildung 12.22 im Anhang, Kap. 12.2.3.

Für $\Delta t = 2 \mu\text{s}$ holt die zweite Druckwelle im beobachteten Zeitraum die erste Druckwelle nicht ein. Die Ausbreitung der zweiten Druckwelle wird ab 150 ns nach dem Puls mit einem Radius von $920 \mu\text{m}$ beobachtet und kann nach dem verzögerten Schockwellenmodell mit $r(t) = 19,4 \cdot (t - 2,02 \cdot 10^{-6})^{0,74} + 9,3 \cdot 10^{-4}$ angenähert werden, siehe Abbildung 7.45 rechts und Abbildung 12.23 im Anhang, Kap. 12.2.3.

Bei allen beobachteten Doppelpuls-Bursts breitet sich die zweite Druckwelle schneller aus als die erste. Für Pulsabstände $\Delta t \leq 1 \mu\text{s}$ holt die zweite Druckwelle die erste während des Beobachtungszeitraums ein und breitet sich in der Hälfte ($\Delta t = 300 \text{ ns}$) bis zwei Drittel ($\Delta t = 1$ und $2 \mu\text{s}$) der Zeit auf die Größe der ersten Druckwelle aus, siehe Abbildung 7.45.

Wie in Kap. 4.2 beschrieben, wird diese größere Ausbreitungsgeschwindigkeit auf unterschiedliche Effekte zurückgeführt. Die in der Literatur bevorzugte Theorie begründet die größere Ausbreitungsgeschwindigkeit der zweiten Druckwelle mit deren Ausbreitung in eine Umgebung geringerer Dichte oder geringeren Drucks [30, 32, 33, 35, 36, 58].

In dieser Arbeit wird hingegen die zweite Theorie bevorzugt, die die vergrößerte Ausbreitungsgeschwindigkeit auf deren Ausbreitung in heißem Metaldampf zurückführt [34]. Durch die geänderte Umgebung wird die lokale Schallgeschwindigkeit, die die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit angibt, vergrößert.

Durch die beschleunigte Ausbreitung der zweiten Druckwellen kann sich das Plasma des zweiten Pulses schneller ausbreiten als das des ersten Pulses, vergleiche Kap. 7.4.1. Hierdurch kann das gerade verdampfte Material schneller von der Probenoberfläche entfernt werden, was zu einer kleineren Rekondensationsrate des Dampfes führt und somit die Abtragsrate vergrößert.

Bei der Näherung der zweiten Druckwelle nach dem verzögerten Schockwellenmodell liegen die Exponenten für alle Näherungskurven im Bereich 0,6 bis 0,89. Für die Ausbreitung nach dem Schockwellenmodell liegt der Exponent für eine sphärische Propagation bei 0,4, für eine zylindrische Propagation bei 0,5 und für eine ebene Propagation bei 0,67 [18, 58, 60]. Die zweite Druckwelle im Doppelpuls-Burst breitet sich rechnerisch aus wie eine ebene Druckwelle oder schneller. In [58] wird aus ähnlichen Ergebnissen gefolgert, dass eine ebene Propagation der zweiten Druckwelle stattfindet. In den hier vorliegenden Experimenten wird jedoch eine kugelförmige Ausbreitung der nachfolgenden Schockwelle beobachtet.

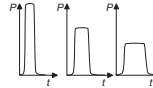
Da die Näherung der Druckwellenausbreitung nach dem verzögerten Schockwellenmodell die besten Ergebnisse liefert, ist davon auszugehen, dass die dort angenommenen Voraussetzungen für die Druckwellenausbreitung zutreffen. Dies bedeutet, dass die Energie instantan in einem infinitesimalen Ursprungsvolumen zugeführt wird.

8 Bewertung der Einflussfaktoren

8.1 Schlussfolgerungen aus den Experimenten

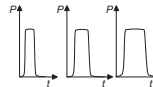
In den obigen Beschreibungen der Untersuchungen werden für die Versuchsreihen bereits die Einflussfaktoren einzeln aufgeführt und bewertet. Die einzelnen Bewertungen werden im Folgenden nochmals aufgeführt und zusammengefasst.

Variation Pulsdauer
konstante Energie



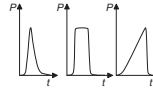
- Wärmeeindringtiefe steigt mit steigender Pulsdauer stärker als Abtragsrate
- Absorption im Plasma sinkt mit steigender Pulsdauer
- Interaktion Plasma mit Probenoberfläche wirkt rauigkeitssteigernd mit steigender Pulsdauer

Variation Pulsdauer
konstante Intensität



- Wärmeeindringtiefe steigt mit steigender Pulsdauer
- Abtragssteigerung ist größer als linear
- Schmelzaustrieb wird mit steigender Pulsdauer durch längeres Nachheizen des Plasmas gesteigert
- Interaktion Plasma mit Probenoberfläche wirkt rauigkeitssteigernd mit steigender Pulsdauer

Variation Pulsform



- Pulse mit größerer Intensität zu Pulsbeginn führen zu kleinerer Abtragsrate als Pulse mit kleinerer Intensität zu Pulsbeginn als am Pulsende
- Die Absorption im Plasma weist bereits für eine Pulsdauer $\tau = 70$ ns einen Einfluss auf die Abtragsrate auf
- Der Einfluss der Pulsform auf die Interaktion des Plasmas mit Probenoberfläche ist nicht bestimmbar

Vorheizpuls



- Der Vorheizpuls schmilzt die Probenoberfläche auf, kaum Verdampfung während des Vorheizpulses
- Mit steigender Vorheizdauer wird mehr Material aufgeschmolzen
- Der Schmelzaustrieb geschieht durch den Abtragspuls
- Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche wirkt glättend, wenn das Plasma nach einer Zeit von mindestens 100 ns durch den Abtragspuls erhitzt wird. Hier interagiert die Probenoberfläche mit einem weiter expandierten Plasma.
- Bei kürzerer Vorheizzeit wirkt die Interaktion raugkeitssteigernd

Nachheizpuls

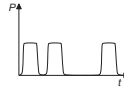


- Nachheizen führt in erster Linie zum weiteren Aufheizen des Plasmas
- Mit steigender Heizpuls-Dauer steigt Zeit zum Schmelzaustrieb
- Abtrag ist zusammengesetzt aus direktem Abtragsanteil und Anteil durch verlängerten Schmelzaustrieb
- Schmelzaustrieb spielt die dominante Rolle
- Interaktion Plasma mit Probenoberfläche ist abhängig von Heizdauer, mit steigender Heizdauer wirkt die Interaktion raugkeitssenkend

- Abtragsrate bei Bearbeitung mit Nachheizpulsen ist um ca. 30 % kleiner als bei Vorheizpulsen

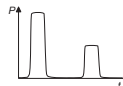
Dies bedeutet, dass das Vorheizen der Probe einen größeren Einfluss auf die Abtragsrate hat als der Schmelzaustrieb durch Plasmaheizen

symmetrischer
ns-Burst



- Die Vorheizung ist ein wesentlicher Effekt. Der nachfolgende Puls interagiert für Pulsabstände bis mindestens $1 \mu\text{s}$ mit einer geschmolzenen Oberfläche. Hierdurch muss mit sinkendem Pulsabstand weniger Energie aufgewendet werden, um Material abzutragen. Der Effekt wird beim Einsatz von n-fach-Puls-Bursts zusätzlich verstärkt. Dies ist der dominante Effekt.
- Die Änderung des Absorptionsgrads ist auf zwei Effekte zurückzuführen: sinkender Absorptionsgrad aufgrund der Temperatur, steigender Absorptionsgrad aufgrund von Oxidation. Änderung des Absorptionsgrads wird, auch für folgende Versuchsreihen, als unwesentlich betrachtet.
- Die Interaktion Plasma mit Probenoberfläche wirkt glättend für Pulsabstände $> 40 \text{ ns}$ bei Doppelpuls-Bursts bzw einer Gesamtburstdauer $> 80 \text{ ns}$ bei n-fach-Puls-Burst. Der glättende Effekt wird mit Anzahl der Pulse im Burst verstärkt. Mögliche Begründung liegt in der Interaktion mit einem größeren, weniger intensiven Plasma als für kürzere Abstände.
- Zusatzeffekt:
Durch Aufteilung der Energie in mehrere Pulse werden die Einzelintensitäten gesenkt, was zu weniger Plasmaabsorption führt und ebenfalls die Abtragsrate steigert.

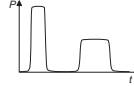
asymmetrische ns-Bursts
konstante Pulsdauer



- Die Vorheizung ist ein bedeutender Effekt. Der nachfolgende Puls interagiert mit einer geschmolzenen Oberfläche
- Die direkte Interaktion des Laserpulses mit der Oberfläche trägt stärker zum Abtrag bei als der Schmelzaustrieb durch das nachträglich erhitze Plasma.

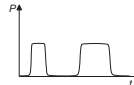
- Bisherige Versuche zeigen, dass die Rauigkeit der bearbeiteten Oberflächen bei der Interaktion mit geringer angeregtem Plasma glättend wirkt.
Hieraus wird rückgeschlossen, dass das Plasma für $E_{2,1} > E_{2,2}$ weniger stark durch den zweiten Puls angeregt wird als für $E_{2,1} < E_{2,2}$.

asymmetrische ns-Bursts
konstante Pulsenergie



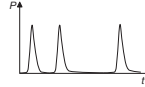
- Reine Addition der Abtragsanteile erklärt Verhalten der Abtragsrate in Abhängigkeit des Pulsdauernverhältnisses nicht; Verhalten ist nahezu umgekehrt.
- $\tau_{2,1} = 10$ ns: der zweite Puls wird in erster Linie im Plasma absorbiert und trägt nicht zum Abtrag bei.
- $\tau_{2,2} = 10$ ns: zweiter, identischer Puls trifft auf unterschiedlich vorgeheizte Oberflächen und unterschiedliche Plasmen.
Je größer $\tau_{2,1}$ ist, desto kleiner ist die Abtragsrate.
- Abtragsrate ist größer, wenn $\tau_{2,1} < \tau_{2,2}$, d. h. Vorheizeffekt ist effektiver als Nachheizen des Plasmas.
- Im Rahmen der Messgenauigkeit kann keine Beurteilung der Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche durchgeführt werden.

asymmetrische ns-Bursts
konstante Intensität



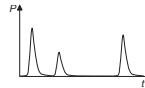
- Verhalten der Abtragsrate ist in erster Linie mit der Überlagerung der beiden Abträge der Pulse im Burst zu erklären.
- Gesenkte Abtragsrate mit $\Delta t = 150$ ns gegenüber $\Delta t = 20$ ns ist auf eine verringerte Vorheizung und verringerte Wärmeindringtiefe bei größerem Pulsabstand zurückzuführen.
- Im Rahmen der Messgenauigkeit ist kein Einfluss der Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche zu bestimmen.

symmetrischer
ps-Burst



- $\Delta t < 40$ ns: Vorheizung ist dominant, Wärmeeindringtiefe vergrößert, Plasmaabsorption nicht vernachlässigbar, aufrauende Plasmainteraktion mit Oberfläche im Vergleich zur Einzelpuls-Bearbeitung mit $E_B/2$.
- $40 \text{ ns} < \Delta t < 400$ bis 700 ns: Vorheizung, gesteigerte Wärmeeindringtiefe und Absorption im Plasma nehmen mit steigendem Pulsabstand ab.
Die Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche wirkt für Doppelpuls-Bursts aufrauend, für Dreifachpuls-Bursts aufrauend für $\Delta t_1 = 20$ ns und glättend für $\Delta t_2 = 20$ ns. Das unterschiedliche Verhalten der Rauigkeit für Δt_1 bzw. $\Delta t_2 = 20$ ns kann über eine unterschiedlich starke Vorheizung und Interaktion mit unterschiedlich intensivem Plasma begründet werden.
- $\Delta t > 400$ bis 700 ns: kein Einfluss ist mehr durch Vorheizung, geänderte Wärmeeindringtiefe sowie Absorption im vorangegangenen Plasma vorhanden.
Eine glättende Interaktion des Plasmas mit der Oberfläche ist vorhanden. Diese kann z.B. auf einen langfristigen Einfluss der geänderten Gasumgebung über der Probenoberfläche zurückgeführt werden.

asymmetrischer
ps-Burst



- In Bereich I (dominante Plasmaabsorption sowie Vorheizung) ist die Oberfläche noch geschmolzen, Vorheizung, vergrößerte Wärmeeindringtiefe und Absorption im Plasma liegen vor.
Ein glättender Effekt der Interaktion des heißen Metaldampfes mit der Probenoberfläche nimmt mit steigendem Δt zu.
- In Bereich II (abnehmende Effekte der Vorheizung und Absorption im Plasma) ist die Oberfläche nicht mehr geschmolzen, aber in Abhängigkeit der verwendeten Pulsabstände unterschiedlich vorgeheizt. Vorheizung, gesteigerte Wärmeeindringtiefe und Absorption im Plasma nehmen mit steigendem Δt ab.
Keine Änderung der Interaktion des heißen Metaldampfes mit Probenoberfläche.
- In Bereich III (keine Beeinflussung durch vorangegangene Pulse) liegen keine Effekte durch Vorheizung, geänderte Wärmeeindringtiefe oder Absorption im vorangegangenen Plasma vor.

- Die Zeiten, für die diese einzelnen Bereiche vorliegen, sind abhängig von den Pulsabständen Δt_i sowie den Energieverhältnissen und können nicht verallgemeinert angegeben werden.

Plasmaausbreitung

In der Arbeit wird das Verhalten des erzeugten Plasmas bzw. heißen Metalldampfes diskutiert. Dabei wird nicht untersucht, ob es sich bei dem heißen Metalldampf um ein Plasma handelt oder nicht, d. h. ob die Bedingungen vorliegen, dass der heiße Metalldampf ein Plasma darstellt. Nach Abschätzung der Debye-Länge (vergleiche Kap. 12.3 im Anhang) liegt bei der Bearbeitung mit ns-Pulsen ein Plasma vor.

Ausbreitung ns-Plasmen

Einzel puls

- Bei größerer Pulsdauer, d.h. kleinerer Intensität, nimmt Plasma ein größeres Volumen ein, die maximale Intensität des Plasmas ist größer und sinkt beim Auskühlen langsamer ab. Das Plasma wird länger durch den Puls erhitzt und wird größer.
- Einzel puls-Plasmen kühlt mit Kontakt zur Probenoberfläche nach ca. 10 μs aus
- Für $\tau = 4$ ns entfernt sich die ersten 200 ns das Plasma-Intensitätsmaximum konstant von der Probenoberfläche, für $\tau = 12$ ns wandert das Intensitätsmaximum wieder zur Probenoberfläche, bevor es sich erneut entfernt.

Ausbreitung ns-Plasmen

Doppelpuls-Burst

$\Delta t = 1 \mu\text{s}$ konstant

- Für $\tau_{2,1} > \tau_{2,2}$ leuchtet das Plasma schneller nach Auftreffen des zweiten Pulses intensiv und nimmt im zeitlichen Verlauf ein größeres Volumen ein als für die umgedrehte Reihenfolge.
Die Absorption des zweiten Pulses im eigenen Plasma ist für diesen Fall größer.
- Kaum Absorption des zweiten Pulses im Plasma des ersten.
- Vergleich mit Abtragsergebnis:
Bei der Bearbeitung mit kleinerem, weniger intensiv leuchtendem Plasma, das sich teilweise von der Probenoberfläche abhebt, wird eine größere Abtragsrate erreicht.

Δt variabel

- Für $\Delta t \leq 100$ ns leuchtet das Plasma während des Auftreffens des zweiten Pulses intensiv. Hier findet teilweise Absorption im ersten Plasma statt.
- Für $\Delta t \geq 300$ ns beginnt das Plasma erst während oder nach Ende des zweiten Pulses intensiv zu leuchten. Hier findet nahezu keine Absorption des zweiten Pulses im Plasma des ersten statt.
- Für $\Delta t = 10$ μ s ist noch ein Einfluss des ersten Pulses auf den zweiten vorhanden. Eine Beeinflussung bei Repetitionsraten $\nu = 100$ kHz liegt vor.
- Doppelpuls-Plasmen breiten sich schneller aus und leuchten länger intensiv als Einzelpulsplasmen.
- Mit steigendem Pulsabstand erreicht das Plasma das Intensitätsmaximum immer später.
- Für $\Delta t > 1$ μ s kühlt das Plasma ohne Kontakt zur Probenoberfläche aus.
- Vergleich mit Abtragsresultat:
Die Abtragsrate bei der Bearbeitung mit ns-Burst scheint größer zu sein, wenn das Plasma intensiver ist und einen größeren Einfluss auf den Abtrag ausübt.
Ein Einfluss des Auskühlens des Plasmas mit oder ohne Kontakt zur Probenoberfläche ist nicht feststellbar.

Ausbreitung ps-Plasmen

Einzelpuls

- Für $E = 4$ μ J entsteht ein kleines, elliptisches Plasma für wenige Nanosekunden nach dem Puls direkt auf der Probenoberfläche.
- Für $E = 11$ μ J entsteht ein bedeutend größeres, intensiveres, kugelförmiges Plasma, welches mit Kontakt zur Probenoberfläche auskühlt.
- Für $E = 22$ μ J entsteht ein größeres, noch intensiveres Plasma, welches sich bei dem Auskühlen von Probenoberfläche entfernt.

Ausbreitung ps-Plasmen

Doppelpuls-Burst

- Das Plasma leuchtet direkt nach Auftreffen des zweiten Pulses intensiv über (nicht auf) der Probenoberfläche, teilweise wird das erste Plasma wieder angeregt.
- Das Doppelpuls-Plasma leuchtet größer und heller (fünffache Helligkeit) als das Einzelpuls-Plasma und kühlt immer entfernt von der Probenoberfläche aus.

- Für asymmetrischen Doppelpuls-Burst ist das Plasma kleiner und leuchtet mit halber Helligkeit im Vergleich zum symmetrischen Doppelpuls-Burst.
- Vergleich mit Abtragsresultat:
Ein Zusammenhang zwischen der Plasmagröße und der Abtragsrate ist nicht zu erkennen. Die Abtragsrate ist größer, wenn das Intensitätsmaximum des Plasmas von der Probenoberfläche entfernt ist.
Ein kleines Plasma scheint eine glättende Wirkung auf die Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche auszuüben.
Die Oberflächenrauigkeit ist kleiner, wenn das Plasma ohne Kontakt zur Probenoberfläche abkühlt.

Ausbreitung Druckwellen
Einzelpuls

- Die Druckwellen breiten sich kugelförmig aus
- Die Ausbreitung erfolgt proportional $t^{0,33}$, dies entspricht im Rahmen der Messgenauigkeit einer 3-dimensionalen Ausbreitung nach dem Schockwellenmodell.

Ausbreitung Druckwellen
Doppelpuls-Burst

- Beste Näherungen ergeben sich nach verzögertem Schockwellenmodell.
Nach der Schockwellentheorie bedeutet dies, dass die Energie instantan in einem infinitesimalen Ursprungsvolumen zugeführt wird.
- Die zweite Druckwelle breitet sich schneller aus als die erste.
Für kleine Pulsabstände holt die zweite Druckwelle die erste ein. Dies ergibt bis dahin eine gemittelte Steigerung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von 50 bis 100 %.
- Die Zweite Druckwelle breitet sich proportional $t^{0,5}$ bis $t^{0,89}$ aus. Dies entspricht der Theorie nach einer eindimensionalen oder noch schnelleren Ausbreitung.
- Die gesteigerte Ausbreitungsgeschwindigkeit der nachfolgenden Druckwelle wird auf die Ausbreitung im Plasma zurückgeführt.

8.2 Einordnung der Effekte

Aus den Ergebnissen können für die einzelnen Einflussfaktoren (Vorheizung, Absorptionsgrad, Wärmeindringtiefe, Absorption im Plasma, Druckwellenausbreitung und Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche) die folgenden Beurteilungen getroffen werden:

Vorheizung

Die Vorheizung spielt in vielen beobachteten Modulationen der Energiedeposition eine Rolle. Zur Bewertung des Einflusses der Vorheizung werden zum einen die Pulsformen zeitlich umgekehrt betrachtet, um den Einfluss der Vorheizung mit dem des Nachheizens zu vergleichen. Zum anderen werden unterschiedliche Burst-Parameter variiert.

Bei der Bearbeitung mit ns-Pulsen spielt die Vorheizung eine wesentliche Rolle. Die Probenoberfläche bleibt bis zu 1 μ s nach dem Puls geschmolzen. Durch eine Vorheizung kann der Abtrag mehr gesteigert werden als durch den umgekehrten Effekt, das Nachheizen (vergleiche Vorheiz-/Nachheizpulse).

Auch bei der Bearbeitung mit ns-Bursts spielt die Vorheizung eine große, teilweise die dominante Rolle. Eine Steigerung der Abtragsrate durch den vermehrten Austrieb von Schmelze bei der Bearbeitung mit ns-Bursts bzw. Bursts mit längeren Pulsen wird ebenfalls in der Literatur beschrieben [13, 45, 52].

Bei der Bearbeitung mit ps-Pulsen spielt die Vorheizung eine Rolle. Das Material kühlt hier schneller wieder aus. In dem Bereichen II (abnehmende Effekte der Vorheizung und Absorption im Plasma) der Bearbeitung mit ps-Bursts nimmt die Abtragsrate mit sinkender Vorheizung teilweise wieder ab. In diesen Fällen spielt die Vorheizung eine Rolle. In den Bereichen I (dominante Plasmaabsorption sowie Vorheizung) und III (keine Beeinflussung durch vorangegangene Pulse) sind andere Effekte gegenüber der Vorheizung dominant. Durch die Änderung der Vorheizung kann die Abtragsrate stark gesteigert werden, dies verursacht aber teilweise einen instabilen Abtragsprozess.

Die unterschiedliche Vorheizung für unterschiedliche Pulsabstände, besonders bei dem Einsatz von Dreifachpuls-Bursts, hat einen gesteigerten Einfluss auf die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche. Dieser Effekt findet in Kombination mit der Plasmainteraktion statt und ist davon nicht komplett zu trennen.

Absorptionsgrad

Der Einfluss des Absorptionsgrads setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Zum einen ändert sich der Absorptionsgrad von Stahl in Abhängigkeit der Temperatur, zum anderen oxidiert Stahl während der Bearbeitung.

Der Absorptionsgrad von Stahl sinkt für $\lambda = 1064$ nm von 32 % bei 0°C auf 27 % bei 1000°C und bleibt dann mit weiter steigender Temperatur bis 1800°C konstant [69]. Für $\lambda = 532$ nm sinkt der Absorptionsgrad von 45 % bei 200°C auf 44 % bei 900°C und bleibt mit weiter steigender Temperatur bis 1500°C konstant [18].

Der Absorptionsgrad wird durch eine Oxidschicht auf bis zu 70 % zwischen 600 und 2200°C gesteigert [68]. Dies ist dann der Fall, wenn eine genügend dicke Oxidschicht vorliegt, in der die Laserstrahlung absorbiert wird. Bei der Materialbearbeitung wird diese Oxidschicht jedoch konstant abgetragen, wodurch sie sich nicht dominant bilden kann und das Verhalten des Absorptionsgrads von Stahl überwiegt [68].

Wärmeeindringtiefe

Bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen variiertes Pulsdauer ist die Wärmeeindringtiefe der

entscheidende Faktor für die Abtragsratensteigerung. Die Abtragsrate steigt zwar nicht ganz so schnell an wie die Wärmeeindringtiefe, dies liegt aber an anderen Faktoren wie z. B. der sinkenden Intensität bei Bearbeitung mit konstanter Pulsenergie. Hierdurch werden bei immer kleinerer Intensität die Abtragsbedingungen geändert.

Bei der Bearbeitung mit Bursts oder Vor- und Nachheizpulsen ist der Effekt der Wärmeeindringtiefe mit dem der Vorheizung eng gekoppelt, da die Wärmeeindringtiefe des nachfolgenden Pulses mit der Temperatur der Probe steigt.

Dies führt dazu, dass bei der Bearbeitung mit ns-Bursts die Wärmeeindringtiefe ebenfalls ein wichtiger Faktor ist. Bei der Bearbeitung mit ps-Bursts ist die Wärmeeindringtiefe analog zur Vorheizung nur in Bereich II (abnehmende Effekte der Vorheizung und Absorption im Plasma) ein wichtiger Faktor. Diese Änderung der Wärmeeindringtiefe ist bei der Burstbearbeitung aber eher ein Teilaspekt der Vorheizung und kein separater Faktor.

Absorption im Plasma

Die Absorption der einfallenden Laserstrahlung im gerade erzeugten Plasma oder im Plasma eines vorangegangenen Pulses kann auf zwei Arten wirken. Die Abtragsrate wird entweder durch vergrößerten Schmelzaustrieb gesteigert oder durch die Verkleinerung der direkt zum Abtrag zur Verfügung stehenden Energie verkleinert.

Bei der Bearbeitung mit ns-Pulsen sinkt mit steigender Pulsdauer und konstanter Pulsenergie die Absorption im gerade erzeugten Plasma, somit steht mehr Energie zum Abtrag zur Verfügung.

Wird bei ns-Pulsen der Schmelzaustrieb als Folge-Effekt der Absorption im Plasma betrachtet, so wirkt dieser abtragssteigernd. Allerdings ist dieser Effekt weniger abtragssteigernd als der Vorheizeffekt (vergleiche z. B. Vorheiz-/Nachheizpulse oder asymmetrische ns-Bursts).

Bei der Bearbeitung mit ps-Pulsen begrenzt die Absorption im Plasma die Abtragsrate. Mit steigendem Pulsabstand und somit sinkender Absorption im Plasma steigt in Bereich I und II die Abtragsrate. Somit ist hier die Absorption im Plasma der Effekt, der die Abtragsrate, in diesem Fall negativ, bestimmt. Dieser Effekt wird in der Literatur für Pulsabstände bis $\Delta t = 10$ ns [49, 50, 51] bzw. bis $\Delta t = 60$ ns [49] beschrieben.

Plasma- und Druckwellenausbreitung

Die Ausbreitung der Druckwellen erfolgt nach dem Schockwellenmodell. Die erste Druckwelle wird nach dem einfachen, die zweite nach dem verzögerten Schockwellenmodell genähert. Die Energie wird instantan, wenn auch verzögert, in einem kleinen Volumen zugeführt. Die nachfolgenden Druckwellen breiten sich bedeutend schneller aus als die erste. Dies wird auch in der Literatur beschrieben und z. B. als planare Ausbreitung der zweiten Druckwelle gedeutet [58].

Für die Ausbreitung von Plasmen ist das gleiche Verhalten der schnelleren Ausbreitung nachfolgender Plasmen zu beobachten. Zusätzlich leuchten die nachfolgenden Plasmen heller und länger als die jeweils vorausgegangenen (vergleiche auch [30, 33, 35]). Das größere Volumen kann hierbei entweder für ein dünneres Plasma sprechen, oder, im genau umgekehrten Fall kann es auch bedeuten, dass mehr Material abgetragen wird und somit das Plasma größer ist.

Da die Plasmagröße der hier untersuchten Parametersätze nicht eindeutig mit der Abtragsrate korreliert, wird davon ausgegangen, dass beide Zusammenhänge bestehen.

Das sich schneller ausbreitende Plasma beeinflusst die Abtragsrate insofern, als es durch die schnellere Ausdehnung schneller optisch dünn wird und wieder mehr Energie direkt für die Bearbeitung zur Verfügung steht (vergleiche auch [33]). Der Einfluss des Plasmas auf die Rauigkeit der Probenoberfläche wird anschließend gesondert betrachtet.

Zusätzlich entfernt sich je nach Pulsabstand das Plasma von der Probenoberfläche und kühlt ohne Kontakt zu dieser aus. Dieser Effekt könnte noch einen zusätzlichen Einfluss auf die Materialbearbeitung bei größerer Repetitionsrate haben. Hier sind zwei Übergänge vorhanden. Der erste Übergang ist bei kleinerer Repetitionsrate < 100 kHz ($\Delta t = 10$ μ s bei ns-Doppelpuls-Bursts), hier wird ein Abheben des Plasmas beobachtet. Der zweite Übergang liegt bei bedeutend größeren Repetitionsraten > 1 MHz ($\Delta t = 1$ μ s bei ns-Doppelpuls-Bursts), bei denen die Pulse zeitlich so dicht aufeinander folgen, dass das Plasma auf der Probenoberfläche auskühlt.

Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche

Das Plasma interagiert mit der Probenoberfläche bedeutend länger als jeder einzelne Puls dauert, da die Plasmaausdehnung in einem längeren Zeitregime abläuft.

Alle Versuche weisen darauf hin, dass die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche um so kleiner ist, je kürzer die Oberfläche mit einem kleinen, intensiven Plasma interagiert. Interagiert die Oberfläche hingegen längere Zeit mit größer ausgedehnten, eventuell nachgeheizten Plasmen, wird die Rauigkeit gesenkt. Wird das Plasma durch Nachheizen oder einen nachfolgenden Puls im Burst über einen oder nach einem Zeitraum von mindestens 100 ns bis einige 100 ns noch oder wieder erwärmt, so wirkt sich die Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche glättend aus.

Den größten Effekt hierbei zeigt der Abtrag mit ns-Multipuls-Bursts und mit ps-Dreifachpuls-Bursts mit $\Delta t_2 = 20$ ns.

Bei der Bearbeitung mit ns-Multipuls-Burst wird mehrfach ein kleines Plasma erzeugt und das vorhandene neu aufgeheizt. Das jeweils nachfolgende Plasma breitet sich immer schneller aus und somit interagiert die Probenoberfläche hauptsächlich mit ausgedehnten, weniger intensiven Plasmen. Je mehr Pulse im Burst enthalten sind, desto kleiner ist die Rauigkeit der strukturierten Oberfläche.

Bei der Bearbeitung mit ps-Dreifachpuls-Bursts mit $\Delta t_2 = 20$ ns ist der Effekt ähnlich. Das erste Plasma ist bereits ausgedehnt, wenn kurz nacheinander zwei weitere Pulse auf die Probenoberfläche treffen. Jedes dieser Plasmen kann sich noch schneller ausdehnen und die Probenoberfläche interagiert nur nach dem ersten Puls mit einem intensiveren kleineren Plasma, die nachfolgenden Plasmen breiten sich bedeutend schneller aus. Dass sich das zweite Plasma mit einem Pulsabstand $\Delta t = 100$ ns schneller ausdehnen kann als mit einem von $\Delta t = 20$ ns ist experimentell gezeigt. Für den dritten Puls gilt dann, dass er sich durch die beiden vorangegangenen Plasmen noch schneller ausbreiten kann.

Zusatzeffekt

Bei der Bearbeitung mit Pulsbursts ist ein weiterer Faktor für einen großen Teil der Steigerung

der Abtragsrate verantwortlich. Durch die Aufteilung der Energie auf mehrere Pulse im Burst wird die Intensität der einzelnen Pulse gesenkt. Ist die Gesamtenergie groß genug, so dass ein optisch dichtes Plasma entsteht, kann durch den Abtrag mit mehreren Pulsen jeweils kleinerer Pulsenergie ein optisch dünneres Plasma erzeugt werden. Hierdurch wird weniger Energie im Plasma absorbiert und steht somit direkt dem Abtrag zur Verfügung. In der Literatur wird von einer Verringerung der Absorption der Pulsenergie im Plasma von 50 % bei der Bearbeitung mit UV ns-Einzelpulsen auf 25 % bei der Bearbeitung mit UV ns-Doppelpuls-Burst berichtet [33]. Auch beschreibt [44] eine Abtragsratensteigerung um etwa eine Größenordnung durch verkleinerte Intensitäten der Pulse im Burst. Zusätzlich wird durch die Verwendung von Bursts die Ausbreitungsgeschwindigkeit und Größe der Plasmen der nachfolgenden Pulse gesteigert (vergleiche auch [30, 33, 35]). Die Abtragsrate wird durch die Kombination dieser Effekte zu einem großen Teil gesteigert.

Dies ist besonders daran zu erkennen, dass die Abtragsratensteigerung bei der Bearbeitung mit Bursts nur gegenüber der Einzelpulsbearbeitung gleicher Burstenergie E_B sehr große Werte von bis zu 100 % aufweist. Im Vergleich zur Abtragsrate bei der n -fachen Bearbeitung mit der Energie E/n , d. h. bei gleicher Energie jedes einzelnen Pulses, wird die Abtragsrate nur um 5 bis 25 % gesteigert. Gleichzeitig wird auch die Gesamtbearbeitungsgeschwindigkeit erhöht, da die Pulse in einer kürzeren Zeit appliziert werden. Der Zusatzeffekt der Senkung der Energie der Pulse im Burst ist der Haupt-Effekt zur Abtragsratensteigerung bei der Verwendung von Bursts.

9 Zusammenfassung

Bei der Laser-Materialbearbeitung beeinflussen unterschiedliche Faktoren den Abtrag sowie die Qualität der bearbeiteten Oberfläche. Diese Faktoren beeinflussen sowohl während als auch nach Auftreffen des Pulses Absorption, Aufheizverhalten und Plasmaausbreitung und verändern damit Abtragsrate und Rauigkeit der strukturierten Oberfläche. Je nach verwendeter Pulsdauer und Pulsform fallen diese Einflüsse unterschiedlich stark aus.

Ziel der hier vorliegenden Arbeit ist, durch zeitliche Modulation der Energiedeposition die Abtragsrate gegenüber der Bearbeitung mit Einzelpulsen, bei gleichzeitiger Verringerung der Oberflächenrauigkeit, zu steigern. Darüber hinaus werden die Einflussfaktoren des Abtragsprozesses

- Vorheizung des abzutragenden Materials durch vorangegangene Pulse
- Änderung des Absorptionsgrads des abzutragenden Materials durch Vorheizung
- Wärmeeindringtiefe in das Material
- Absorption der einfallenden Laserstrahlung im Plasma
- Geänderte Druckwellenausbreitung bei der Bearbeitung mit Bursts
- Interaktion des Plasmas mit der Oberfläche

untersucht und bewertet. Dafür werden Abtragsversuche mit unterschiedlichen Parametern in Bezug auf Abtrag pro Schicht sowie Rauigkeit der bearbeiteten Oberfläche durchgeführt und die Plasma- und Druckwellenausbreitung beobachtet.

Untersuchungen zur zeitlichen Modulation der Energiedeposition werden sowohl mit Pulsdauern in ns- als auch im ps-Bereich durchgeführt. Dabei werden drei verschiedene Modulationsarten untersucht:

- variierte Pulsform (ns-Pulse)
Zum einen wird bei konstanter Pulsenergie oder Intensität die Pulsdauer geändert, zum anderen bei konstanter Pulsdauer (FWHM) die Pulsform.
- Vor- oder Nachheizepulse (ns-Pulse)
Die Pulsform ist so angepasst, dass vor bzw. nach dem abtragenden Puls die Intensität gesenkt wird, um die Abtragsumgebung vor- bzw. nachzuheizen.

- Bursts (ns- und ps-Pulse)

Ein Burst ist ein aus mehreren Pulsen zusammengesetzter Pulszug, dessen Gesamtdauer kleiner ist als der Pulsabstand bei halber Repetitionsrate.

Durch die zeitliche Modulation der Energiedeposition kann zum einen die Abtragsrate gesteigert, zum anderen die Rauigkeit der strukturierten Oberflächen verkleinert werden.

So wird etwa für die hier verwendeten Intensitäten im Bereich von $3 \cdot 10^9$ bis 10^8 W/cm² durch die Steigerung der Pulsdauer bei konstanter Pulsenergie von 7 ns auf 200 ns die Abtragsrate bei einer Oberflächenrauigkeit $Ra < 2 \mu\text{m}$ vervierfacht. Durch den Einsatz von Vorheispulsen kann die Abtragsrate um bis zu 60 % gesteigert werden bei gleichzeitiger Senkung der Oberflächenrauigkeit.

Bei der Aufteilung der Energie auf die Pulse eines Bursts kann beim Einsatz von ns-Doppelpuls-Bursts die Abtragsrate um bis zu einen Faktor sechs gegenüber dem Einzelpulsabtrag bei gleicher Burstenergie E_B gesteigert werden und um einen Faktor drei gegenüber dem doppelten Einzelpulsabtrag bei halber Burstenergie $E_B/2$. Durch die Aufteilung der Energie auf noch mehr Pulse im Burst kann die Abtragsrate weiter gesteigert werden und die Oberflächenrauigkeit immer weiter gesenkt werden.

Bei der Bearbeitung mit ps-Doppelpuls-Bursts wird die Abtragsrate um bis zu 50 % gegenüber der Einzelpuls-Bearbeitung mit gleicher Burstenergie E_B gesteigert und um 5 % gegenüber der doppelten Abtragsrate bei halber Burstenergie $E_B/2$ bei gleichzeitiger Verdopplung der Arbeitsgeschwindigkeit. Für Pulsabstände $\Delta t > 400$ bis 700 ns beeinflussen sich die Pulse gegenseitig nur noch gering. Hieraus wird eine Grenzfrequenz $v_{cut-off} = 1$ bis 3 MHz definiert, ab der sich die Pulse für die hier verwendeten Bearbeitungsparameter gegenseitig nicht mehr beeinflussen.

Bei der Verwendung von ps-Dreifachpuls-Bursts wird die Abtragsrate sogar um bis zu 100 % gegenüber der Einzelpuls-Bearbeitung bei gleicher Burstenergie E_B gesteigert. Gegenüber der Einzelpuls-Bearbeitung mit $E_B/3$ wird die Abtragsrate um bis zu 25 % gesteigert bei gleichzeitiger Drittelung der Bearbeitungszeit. Wird hier der zweite Pulsabstand im Burst $\Delta t_2 = 20$ ns gesetzt, so werden über einen großen Parameterbereich kleine Oberflächenrauigkeiten $Ra < 0,5 \mu\text{m}$ bei Abtragsraten von nahezu $1 \mu\text{m}/\text{Schicht}$ erreicht.

Bei der Bearbeitung mit ps-Bursts werden sehr kleine Standardabweichungen der gemessenen Abtragsraten beobachtet. Hierdurch ist ein sehr präziser Abtrag möglich.

Ein qualitativer Überblick über die Änderung der Abtragsrate und Rauigkeit der strukturierten Oberfläche für die verschiedenen untersuchten Modulationen der Energiedeposition ist in Abbildung 9.1 dargestellt. Ziel ist eine Steigerung der Abtragsrate bei gleichzeitiger Verringerung der Oberflächenrauigkeit. Dieses Ziel ist am besten mit den Strategien symmetrischer ps- oder ns-Burst bzw. mit der Strategie asymmetrischer ps-Burst zu erreichen.

Zusätzlich wird bei der Bearbeitung mit ns- und ps-Einzelpulsen und Doppelpuls-Bursts die zeitliche Ausbreitung der Plasmen beobachtet sowie bei der Bearbeitung mit ns-Einzelpulsen und Doppelpuls-Bursts die Druckwellenausbreitung.

Die Ausbreitung der Plasmen und Druckwellen hängt stark von den Bearbeitungsparametern

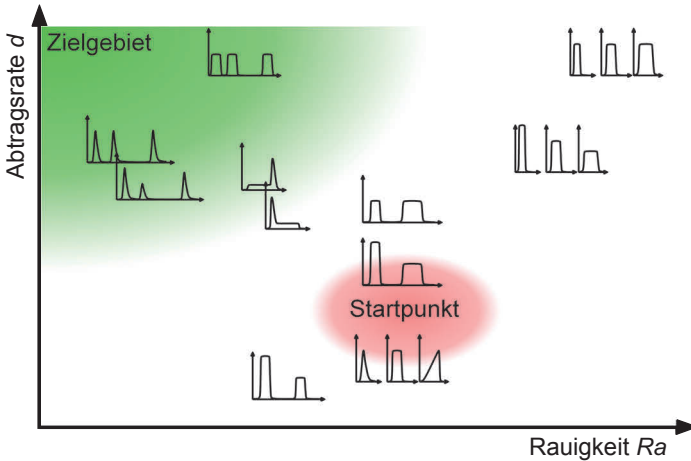


Abbildung 9.1: Qualitativer Überblick über die Änderung der Abtragsrate d und Rauigkeit der strukturierten Oberfläche Ra für die verschiedenen untersuchten Modulationen der Energiedeposition. Ziel ist die Steigerung der Abtragsrate bei Verringerung der Oberflächenrauigkeit. Die besten Ergebnisse sind mit den Strategien symmetrischer ps- oder ns-Burst bzw. mit der Strategie asymmetrischer ps-Bursts zu erreichen.

ab. Bei der Bearbeitung mit Bursts leuchten die Plasmen länger und breiten sich weiter aus als bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen. Die nachfolgende Druckwelle breitet sich mit einer um 50 bis 100 % gesteigerten Ausbreitungsgeschwindigkeit aus. Bei der Bearbeitung mit Bursts leuchtet das Plasma länger und breitet sich bis zum Ausklingen weiter aus als bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen. Die Abtragsrate wird stärker in den Fällen gesteigert, bei denen das entstehende Plasma nicht zu groß wird.

Aus den Ergebnissen wird rückgeschlossen, dass bei der Bearbeitung mit Pulsdauern im ps- und ns-Bereich unterschiedliche Faktoren dominant sind. Bei der Bearbeitung mit ns-Pulsen spielt die Vorheizung eine bedeutende Rolle, gleichzeitig damit verbunden auch die Wärmeeindringtiefe, sowohl während eines Pulses als auch für nachfolgende Pulse bei Bearbeitung mit Bursts.

Die Absorption im Plasma mit nachfolgendem gesteigertem Schmelzaustrieb unterstützt den Abtrag mit ns-Pulsen oder Bursts. Dieser Effekt ist aber kleiner als der Effekt der Vorheizung.

Bei der Bearbeitung mit ps-Pulsen spielt in erster Linie die Absorption im Plasma eine große Rolle. Die Absorption im Plasma behindert hierbei den Abtrag und unterstützt ihn nicht. Je weiter die Pulse im Burst zeitlich getrennt sind, desto schwächer ist der Effekt und umso größer ist die Abtragsrate.

Die Vorheizung sowie die Wärmeeindringtiefe spielt nur für größere Pulsabstände bei der

Bearbeitung mit ps-Bursts eine Rolle.

Unabhängig von der Pulsdauer, hat die Aufteilung der Energie auf die einzelnen Pulse im Burst den größten Einfluss bei der Bearbeitung mit Bursts. Hierdurch wird die Einzelenergie und somit die Einzelintensität jedes Pulses verkleinert. Durch diese Intensitätssenkung wird der Hauptanteil der Abtragsratensteigerung erreicht. Der erzielte Abtrag ist präzise. Gleichzeitig kann die Bearbeitungsgeschwindigkeit um Faktoren gesteigert werden, da mit bedeutend mehr Pulsen in gleicher Zeit bearbeitet wird verglichen mit der Bearbeitung ohne den Einsatz von Bursts.

Die Ausbreitung der Druckwellen und Plasmen spielt in erster Linie für die Interaktion des Plasmas mit der Probenoberfläche eine Rolle. Unabhängig von der verwendeten Pulsdauer wirkt die Interaktion oberflächenglättend, wenn diese zwischen dünnen, weiter ausgedehnten Plasmen und der Oberfläche stattfindet. Interagiert die Oberfläche mit dichten, intensiven Plasmen, wirken diese aufrauend.

10 Literaturverzeichnis

- [1] MESCHEDER, U.: *Mikrosystemtechnik Konzepte und Anwendungen*. Teubner Verlag, Stuttgart, 2000
- [2] INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE - KIT: <http://www.imt.kit.edu/liga.php>. 2012
- [3] GERLACH, G. ; DÖTZEL, W.: *Einführung in die Mikrosystemtechnik - Ein Kursbuch für Studierende*. Carl Hanser Verlag, 2006
- [4] KUHL, M.: Laserabtragen von Spritzgussformen. In: *Tagungsband des Aachener Kolloquiums für Lasertechnik (AKL)*, 2004, S. 309
- [5] KNAPPE, R. ; HALOUI, H. ; SEIFERT, A. ; WEIS, A. ; NEBEL, A.: Scaling ablation rates for picosecond lasers using burst micromachining. In: *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering 7585* (2010), Nr. 75850H
- [6] EUROLASER: http://www.industrie-forum.net/de/eurolaserde/september032011/rubrik/forschung_und_entwicklung/der-moeglichmacher. 2011
- [7] STOIAN, R. ; BOYLE, M. ; THOSS, A. ; ROSENFELD, A. ; KORN, G. ; HERTEL, I.V.: Dynamic temporal pulse shaping in advanced ultrafast laser material processing. In: *Applied Physics A 77* (2003), S. 265–269
- [8] STOIAN, R. ; BOYLE, M. ; THOSS, A. ; ROSENFELD, A. ; KORN, G. ; HERTEL, I.V.: Laser ablation of dielectrics with temporally shaped femtosecond pulses. In: *Applied Physics Letters 80* (2002), Nr. 3, S. 353–355
- [9] LAPCZYNA, M. ; CHEN, K.P. ; HERMAN, P.R. ; TAN, H.W. ; MARJORIBANKS, R.S.: Ultra high repetition rate (133MHz) laser ablation of aluminium with 1.2-ps pulses. In: *Applied Physics A 69* (1999), S. 883–886
- [10] HERMAN, P.R. ; OETTL, A. ; CHEN, K.P. ; MARJORIBANKS, R.S.: Laser micromachining of 'transparent' fused silica with 1-ps pulses and pulse trains. In: *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering 3616* (1999), S. 148–155
- [11] HERMAN, P.R. ; MARJORIBANKS, R. ; OETTL, A.: *Burst-Ultrafast Laser Machining Method*. United States Patent, 2003. – US 6,552,301

- [12] SATTMANN, R. ; STURM, V. ; NOLL, R.: Laser-induced breakdown spectroscopy of steel samples using multiple Q-switch Nd:YAG laser pulses. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 28 (1995), S. 2181–2187
- [13] LEHANE, C. ; KWOK, H.S.: Enhanced drilling using a dual-pulse Nd:YAG laser. In: *Applied Physics A* 73 (2001), S. 45–48
- [14] FORSMAN, A.C. ; BANKS, P.S. ; PERRY, M.D. ; CAMPBELL, E.M. ; DODELL, A.L. ; ARMAS, M.S.: Double-pulse machining as a technique for the enhancement of material removal rates in laser machining of metals. In: *Journal of Applied Physics* 98 (2005), Nr. 033302
- [15] FORSMAN, A.C. ; BANKS, P.S. ; PERRY, M.D.: *Method and apparatus for increasing the material removal rate in laser machining*. United States Patent, 2003. – US 6,664,498
- [16] OSTERMEYER, M. ; KAPPE, P. ; MENZEL, R. ; SOMMER, S. ; DAUSINGER, F.: Laser drilling in thin materials with bursts of ns-pulses generated by stimulated Brillouin scattering (SBS). In: *Applied Physics A* 81 (2005), S. 923–927
- [17] WALTHER, K. ; BRAJDIC, M. ; KREUTZ, E.W.: Enhanced processing speed in laser drilling of stainless steel by spatially and temporally superposed pulsed Nd:YAG laser radiation. In: *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology* 35 (2008), S. 895–899
- [18] HÜGEL, H. ; GRAF, T.: *Laser in der Fertigung - Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*. Bd. 2. Wiesbaden, 2009
- [19] POPRAWA, R. ; WEBER, H. ; HERZIGER, G.: *Laser Physics and Applications - Subvolume C: Laser Applications*. Berlin, Springer, 2004
- [20] POPRAWA, R.: *Lasertechnik für die Fertigung: Grundlagen, Perspektiven und Beispiele für den innovativen Ingenieur*. Berlin, Springer, 2005
- [21] KÖNIG, K. ; NOLTE, S. ; TÜNNERMANN, A.: Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses. In: *Optics Express* 13 (2005), Nr. 26, S. 10597–10607
- [22] BÄUERLE, D.: *Chemical processing with lasers*. Berlin, Springer, 2000
- [23] SEMEROK, A. ; SALLE, B. ; WAGNER, J.F. ; PETITE, G.: Femtosecond, picosecond and nanosecond laser microablation: Laser plasma and crater investigation. In: *Laser and Particle Beams* 20 (2002), S. 67–72
- [24] NOLTE, S. ; MOMMA, C. ; JACOBS, H. ; TÜNNERMANN, A. ; CHICHKOV, B.N. ; WELLEGHAUSEN, B. ; WELLING, H.: Ablation of metals by ultrashort laser pulses. In: *Journal of the Optical Society of America B* 14 (1997), Nr. 10, S. 2716–2722

-
- [25] CHICHKOV, B.N. ; MOMMA, C. ; NOLTE, S. ; ALVERSLEBEN, F.von ; TÜNNERMANN, A.: Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. In: *Applied Physics A* 63 (1996), S. 109–115
- [26] NEUENSCHWANDER, B ; BUCHER, G.F. ; NUSSBAUM, C. ; JOSS, B. ; MURALT, M. ; HUNZIKER, U.W. ; SCHUETZ, P.: Processing of metals and dielectric materials with ps-laserpulses: results, strategies, limitations and needs. In: *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering* 7584 (2010), Nr. 75840R
- [27] HENDOW, S.T. ; SHAKIR, S.A.: Structuring materials with nanosecond laser pulses. In: *Optics Express* 18 (2010), Nr. 10, S. 10188–10199
- [28] HENDOW, S.T.: Effects of Peak Power and Multipulsing on Drilling and Marking with ns Pulses. In: *Proceedings of the 30th International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO)*, 2011, S. 765–772
- [29] NEUENSCHWANDER, B. ; JAEGGI, B. ; SCHMID, M.: From ps to fs: Dependence of the material removal rate and the surface quality on the pulse duration for metals, semiconductors and oxides. In: *Proceedings of the 31st International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO)*, 2012, S. 959–968
- [30] BABUSHOK, V.I. ; DELUCIA, F.C. ; GOTTFRIED, J.L. ; MUNSON, C.A. ; MIZIOLEK, A.W.: Double pulse laser ablation and plasma: Laser induced breakdown spectroscopy signal enhancement. In: *Spectrochimica Acta Part B* 61 (2006), S. 999–1014
- [31] KNOCHENMUSS, R. ; VERTES, A.: Time-delayed 2-Pulse Studies of MALDI Matrix Ionization Mechanisms. In: *Journal of Physical Chemistry B* 104 (2000), S. 5406–5410
- [32] ZABELLO, E. ; SYABER, V. ; KHIZHNYAK, A.B.: Spectral-analytical characteristics of laser plasma under multipulse excitation regime. In: *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering* 5024 (2003), Nr. 1, S. 220–222
- [33] BOGAERTS, A. ; CHEN, Z. ; AUTRIQUE, D.: Double pulse laser ablation and laser induced breakdown spectroscopy: A modeling investigation. In: *Spectrochimica Acta Part B* 63 (2008), S. 746–754
- [34] DE GIACOMO, A. ; DELL'AGLIO, M. ; BRUNO, D. ; GAUDIUSO, R. ; DE PASCALE, O.: Experimental and theoretical comparison of single-pulse and double-pulse laser induced breakdown spectroscopy on metallic samples. In: *Spectrochimica Acta Part B* 63 (2008), S. 805–816
- [35] GALBÁCS, G. ; JEDLINSZKI, N. ; KERRERA, K. ; OMENETTO, N. ; SMITH, B.W. ; WINFORDNER, J.D.: A Study of Ablation, Spatial, and Temporal Characteristics of Laser-Induced Plasmas Generated by Multiple Collinear Pulses. In: *Applied Spectroscopy* 64 (2010), Nr. 2, S. 161–172

- [36] BENEDETTI, P.A. ; CRISTOFORETTI, G. ; LEGNAIOLI, S. ; PALLESCHI, V. ; PARDINI, L. ; SALVETTI, A. ; TOGNONI, E.: Effects of laser pulse energies in laser induced breakdown spectroscopy in double-pulse configuration. In: *Spectrochimica Acta Part B* 60 (2005), S. 1392–1401
- [37] SATTMANN, R.: *Spektrochemische Analyse von Stahl durch optische Emissionsspektroskopie laserinduzierter Plasmen*, RWTH Aachen, Diss., 1996
- [38] JAEGGI, B. ; NEUENSCHWANDER, B. ; SCHNID, M. ; MURALT, M. ; ZUERCHER, J. ; HUNZIKER, U.: Influence of the Pulse Duration in the ps-Regime on the Ablation Efficiency of Metals. In: *Proceedings of the Sixth International WLT Conference on Lasers in Manufacturing (LIM)*, 2011, S. 164–171
- [39] HAN, Z. ; ZHOU, C. ; DAI, E. ; XIE, J.: Ultrafast double pulses ablation of Cr film on glass. In: *Optics Communications* 281 (2008), S. 4723–4726
- [40] YAMAMOTO, T. ; HARTER, D.J. ; PATEL, R.S. ; ARAI, A.Y.: *Pulsed laser processing with controlled thermal and physical alterations*. United States Patent, 2009. – US 7,491,909
- [41] ANDRUSYAK, O. ; BUBELNIK, M. ; MARES, J. ; MCGOVERN, T. ; SIDERS, C.W.: Single-pulse and burst-mode ablation of gold films measured by quartz crystal microbalance. In: *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering* 5647 (2005), S. 61–71
- [42] KIM, J. ; NA, S. ; CHO, S. ; CHANG, W. ; WHANG, K.: Surface ripple changes during Cr film ablation with a double ultrashort laser pulse. In: *Optics and Lasers in Engineering* 46 (2008), S. 306–310
- [43] STOIAN, R. ; BOYLE, M. ; THOSS, A. ; ROSENFELD, A. ; KORN, G. ; HERTEL, I.V.: Laser ablation of dielectrics using ultrashort and temporally shaped laser pulses. In: *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering* 4760 (2002), S. 135–142
- [44] KLIMENTOV, S.M. ; GARNOV, S.V. ; KONONENKO, T.V. ; KONOV, V.I. ; PIVOVAROV, P.A. ; DAUSINGER, F.: High rate deep channel ablative formation by picosecond-nanosecond combined laser pulses. In: *Applied Physics A* 69 (1999), S. 633–636
- [45] CAMPBELL, B.R. ; LEHECKA, T.M. ; THOMAS, J.G. ; SEMAK, V.V.: A study of material removal rates using the double pulse format with nanosecond pulse laser on metals. In: *Proceedings of the 27th International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO)*, 2008
- [46] CAMPBELL, B.R. ; CAMPBELL, R.C. ; LEHECKA, T.M. ; SEMAK, V.V. ; THOMAS, J.G.: Performance of picosecond laser pulse drilling, including an evaluation of the double pulse machining method. In: *Proceedings of the Fourth International WLT Conference on Lasers in Manufacturing (LIM)*, 2007, S. 605–611

- [47] CAMPBELL, B.R. ; LEHECKA, T.M. ; SEMAK, V.V. ; THOMAS, J.G.: Effect of the double pulse format for picosecond pulse laser drilling in metals. In: *Proceedings of the 26th International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO)*, 2007, S. 45–51
- [48] CAMPBELL, B.R. ; FORSTER, L.A. ; MOORE, J.A. ; LEHECKA, T.M. ; THOMAS, J.G. ; SEMAK, V.V.: A Study of Material Removal Rates for Shallow Drilling with an Ultrashort Pulse Laser. In: *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering 7201* (2009), Nr. 72010I
- [49] SUTTMANN, O. ; WOJAKOWSKI, B. ; KLUG, U. ; KLING, R. ; OSTENDORF, A.: Picosecond double-pulse ablation in silicon and aluminium with variable delay. In: *Proceedings of the 27th International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO)*, 2008
- [50] SEMEROK, A. ; DUTOUQUET, C.: Ultrashort double pulse laser ablation of metals. In: *Thin Solid Films* 453-454 (2004), S. 501–505
- [51] LE HARZIC, R. ; BREITLING, D. ; SOMMER, S. ; FÖHL, C. ; KÖNIG, K. ; DAUSINGER, F. ; AUDOUARD, E.: Processing of metals by double pulses with short laser pulses. In: *Applied Physics A* 81 (2005), S. 1121–1125
- [52] BERGMANN, H.W.: Excimer laser induced surface modifications and matter interaction using double-pulse-technique (DPT). In: *Applied Surface Science* 96-98 (1996), S. 287–295
- [53] MAO, S.S. ; MAO, X. ; GREIF, R. ; RUSSO, R.E.: Influence of performed shock wave of the development of picosecond laser ablation plasma. In: *Journal of Applied Physics* 89 (2001), Nr. 7, S. 4096–4098
- [54] BURAKOV, I.M. ; BULGAKOVA, N.M. ; STOIAN, R. ; ROSENFELD, A. ; HERTEL, I.V.: Theoretical investigations of material modification using temporally shaped femtosecond laser pulses. In: *Applied Physics A* 81 (2005), S. 1639–1645
- [55] DIETRICH, J. ; BRAJDIC, M. ; WALTER, D. ; HORN, A. ; KELBASSA, I. ; POPRAWA, R.: Investigation of increased drilling speed by online high-speed photography. In: *Optics and Lasers in Engineering* 46 (2008), S. 705–710
- [56] BRAJDIC, M. ; WALTHER, K. ; EPELT, U.: Analysis of laser drilled deep holes in stainless steel by superposed pulsed Nd:YAG laser radiation. In: *Optics and Lasers in Engineering* 46 (2008), S. 648–655
- [57] WALTHER, K. ; BRAJDIC, M. ; KELBASSA, I.: Increase of drilling velocity by use of superposed laser radiation. In: *Proceedings of the Fourth International WLT Conference on Lasers in Manufacturing (LIM)*. Stuttgart, 2007, S. 787–796

- [58] NOLL, R.: *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy - Fundamentals and Applications*. Berlin, Springer, 2012
- [59] SCHITTENHELM, H.: *Diagnostik des laserinduzierten Plasmas beim Abtragen und Schweißen*, Universität Stuttgart, Diss., 2000
- [60] CALLIES, G. ; BERGER, P. ; HÜGEL, H.: Time-resolved observation of gas-dynamic discontinuities arising during excimer laser ablation and their interpretation. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 28 (1995), S. 794–806
- [61] JEONG, S.H. ; GREIF, R. ; RUSSO, R.E.: Shock wave and material vapour plume propagation during excimer laser ablation of aluminium samples. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 32 (1999), S. 2578–2585
- [62] FREEMAN, R.A.: Variable-energy blast waves. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 1 (1968), S. 1697–1710
- [63] RAIZER, Y.P.: Heating of a gas by a powerful light pulse. In: *J. Exptl. Theoret. Phys.* 48 (1965), S. 1508–1519
- [64] BAILINI, A. ; OSSI, P.M. ; RIVOLTA, A.: Plume propagation through a buffer gas and cluster size prediction. In: *Applied Surface Science* 253 (2007), S. 7682–7685
- [65] GILLNER, A. ; HELLRUNG, D.: *Produktionstechnik zum Mikrostanzen und Mikroprägen metallischer Bauteile Abschlussbericht des Verbundprojektes PROMPT*. 1999
- [66] YEH, L.-Y.: *Einfluß von Bearbeitungsparametern auf die Oberflächen- und Werkstoffeigenschaften von laserbearbeiteten Mikrobauteilen*, RWTH Aachen, Diss., 2001
- [67] KORDT, J.M.: *Konturnahes Laserstrahlstrukturieren für Kunststoffspritzgießwerkzeuge*, RWTH Aachen, Diss., 2007
- [68] SEIBOLD, G.: *Absorption technischer Oberflächen in der Lasermaterialbearbeitung*, Universität Stuttgart, Diss., 2006
- [69] STERN, G.: Absorption of CO₂- and Nd:YAG-Laser Beams in surface treatment. In: *Tagungsband zu Mechanik und Optik - Hochleistungslaser im Maschinenbau*, 1995, S. 393–405
- [70] RICHTER, F.: *Die physikalischen Eigenschaften der Stähle - Das 100-Stähle-Programm*. Mülheim a.d. Ruhr, 2010
- [71] OPOWER, H.: *Apparatus for removing material from a target*. United States Patent, 1994. – US 5,361,275
- [72] STÖCKER, H.: *Taschenbuch der Physik*. Thun und Frankfurt am Main, Verlag Harri Deutsch, 1998

- [73] NEBEL, A. ; HERRMANN, T. ; HENRICH, B. ; KNAPPE, R.: Generation of tailored picosecond-pulse-trains for micro-machining. In: *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering* 6108 (2006), Nr. 610812
- [74] MURISON, R. ; PANARELLO, T. ; REID, B. ; BOULA-PICARD, M.: *Method and system for a pulsed laser source emitting shaped optical waveforms*. United States Patent, 2010. – US 7.742.511
- [75] VU, K.T. ; MALINOWSKI, A. ; RICHARDSON, D.J. ; GHIRINGHELLI, F. ; HICKEY, L.M.B. ; ZERVAS, M.N.: Adaptive pulse shape control in a diode-seeded nanosecond fiber MOPA system. In: *Optics Express* 14 (2006), Nr. 23, S. 10996–11001
- [76] SCHULZ, W.: Drilling Model for Microsecond-Pulses. In: *Proceedings of the Third International WLT Conference on Lasers in Manufacturing (LIM)*, 2005
- [77] HARTMANN, C. ; GILLNER, A. ; AYDIN, Ü. ; NOLL, R. ; FEHR, T. ; GEHLEN, C. ; POPRAWA, R.: Investigation on laser micro ablation of metals using ns-multipulses. In: *Journal of Physics: Conference Series* 59 (2007), S. 440–444
- [78] VDI-GESELLSCHAFT VERFAHRENSTECHNIK UND CHEMIEINGENIEURWESEN (GVC): *VDI-Wärmeatlas*. Düsseldorf, VDI-Verlag, 1984
- [79] HARTMANN, C. ; FEHR, T. ; BRAJDIC, M. ; GILLNER, A.: Investigation on Laser Micro Ablation of Steel Using Short and Ultrashort IR Multipulses. In: *Journal of Laser Micro/Nanoengineering* 2 (2007), Nr. 1, S. 44–48
- [80] HARTMANN, C.A. ; FEHR, T. ; BRAJDIC, M. ; GILLNER, A.: Investigation on laser micro ablation of steel using short and ultrashort IR multipulses. In: *Proceedings of the 4th International Congress on Laser Advanced Materials Processing (LAMP)*, 2006
- [81] GROENENDIJK, M. ; MEIJER, J.: Surface microstructuring and the influence of heat accumulation during femtosecond pulsed laser ablation. In: *Proceedings of the 4th International Congress on Laser Advanced Materials Processing (LAMP)*, 2006
- [82] EIFEL, S. ; DOHRN, A. ; GILLNER, A.: Quality aspects in high power ultra short pulse laser ablation. In: *Proceedings of the 11th International Symposium on Laser Precision Microfabrication (LPM)*, 2010, S. 10–37
- [83] TSUKAMOTO, M. ; KAYAHARA, T. ; NAKANO, H. ; HASHIDA, M. ; KATTO, M. ; FUJITA, M. ; TANAKA, M. ; ABE, N.: Microstructures formation on titanium plate by femtosecond laser ablation. In: *Journal of Physics: Conference Series* 59 (2007), S. 666–669
- [84] HARTMANN, C. ; GILLNER, A.: Investigation on laser micro ablation of steel using ps-IR pulse bursts. In: *Proceedings of the 26th International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO)*, 2007, S. 38–44

- [85] GILLNER, A. ; HARTMANN, C. ; DOHRN, A.: High quality micro machining with tailored short and ultra short laser pulses. In: *3rd Pacific International Conference on Application of Lasers and Optics (PICALO)*, 2008, S. 685–690

11 Formelzeichen und Abkürzungen

Symbol	Einheit	Bedeutung
a	m	Stoßabstand
a_i		Variable für Näherungen
b	1/s	Verlangsamungskoeffizient
d	μm	Abtrag pro Schicht
d_{abtrag}	μm	Bearbeitungsdurchmesser eines einzelnen Pulses oder Bursts auf der Probenoberfläche
d_{norm}		normierte Abtragsrate
d_{Puls}	μm	Pulsabstand innerhalb einer Scanlinie
d_{Spur}	μm	Abstand der Scanlinien
A		Absorptionsgrad
A_{Kamera}	$\mu\text{m}/\text{Pixel}$	Kamera-Auflösung
$A_{\text{Querschnitt}}$	μm^2	Querschnittsfläche
e_0	C	Elementarladung
E	J	Pulsenergie
E_{Abtrag}	J	Energie des Abtragspulses bei Bearbeitung mit Vor- oder Nachheizpuls
E_B	J	Burstenergie, Addition aller Pulsenergien im Burst
E_{Heiz}	J	Energie des Heizpulses bei Bearbeitung mit Vor- oder Nachheizpuls
$E_{n,i}$	J	Pulsenergie des i-ten Pulses in einem n-fach-Puls-Burst
E_0	J	Energie in der Druckwelle
f	mm	Brennweite
F	J/cm^2	Fluenz
F_{th}	J/cm^2	Schwellfluenz
I	W/cm^2	Intensität

Symbol	Einheit	Bedeutung
I_{Abtrag}	W/cm ²	Intensität des Abtragspulses bei Bearbeitung mit Vor- oder Nachheizpulsen
I_B	W/cm ²	Intensität aller Pulse im Burst
I_{Heiz}	W/cm ²	Intensität des Heizpulses bei Bearbeitung mit Vor- oder Nachheizpulsen
$I_{n,i}$	W/cm ²	Intensität des i-ten Pulses in einem n-fach-Puls-Burst
I_0	W/cm ²	absorbierte Intensität
k		Konstante proportional zur absorbierten Energie bei der Ausbreitung von Druckwellen
k_B	J/K	Boltzmann-Konstante
l	m	freie Weglänge
M	kg/mol	molare Masse
n		Anzahl der Schichten
n_e	1/m ³	Elektronenzahldichte
n_g	1/m ³	Teilchendichte des Buffer-Gases
N		Anzahl der Pulse im Burst
p	bar	Druck
p_g	bar	Druck des Umgebungsgases
P	W	mittlere Laserleistung
Q_0	µm	Eindringtiefe
r	µm	Druckwellenradius
R	J/mol K	allgemeine Gaskonstante
Ra	µm	Mittenrauwert
t	s	Zeit
t_{exp}	s	Belichtungszeit
t_s	s	Randbedingungen zur verzögerten Emission einer Schockwelle
T	K	Temperatur
T_s	K	Schmelztemperatur
T_v	K	Verdampfungstemperatur
v	m/s	Geschwindigkeit
v_{Abtrag}	m/s	Abtragsgeschwindigkeit

Symbol	Einheit	Bedeutung
v_{rel}	m/s	relative Geschwindigkeit kollidierender Partikel
v_s	m/s	Ausbreitungsgeschwindigkeit von Druckwellen
v_{scan}	m/s	Scangeschwindigkeit
v_{Schall}	m/s	Schallgeschwindigkeit
w_0	μm	Fokusedurchmesser
x_0	m	Randbedingungen zur verzögerten Emission einer Schockwelle
z		Koordinate
z_{abtr}	μm	Abtragstiefe
α		Variable in Abhängigkeit der Ausbreitungsform bei Druckwellen
β		Variable in Abhängigkeit der Ausbreitungsform bei Druckwellen
γ		adiabatischer Ausbreitungskoeffizient
δ	μm	Eindringtiefe
δ_s	μm	Schmelzfilmdicke
δ_{therm}	μm	Wärmeindringtiefe
Δt_i	ns	i-ter Pulsabstand im Burst
ϵ_0	C/Vm	elektrische Feldkonstante
ζ		Variable in Abhängigkeit der Ausbreitungsform bei Druckwellen
κ	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit
λ	nm	Wellenlänge
λ_D	m	Debye-Länge
λ_{therm}	W/(m·K)	Wärmeleitfähigkeit
λ_0		dimensionslose Konstante bei der Druckwellenausbreitung
ν	Hz	Repetitionsrate
$\nu_{cut-off}$	MHz	Cut-Off-Frequenz
ρ	kg/m^3	Dichte
ρ_∞	kg/m^3	Dichte des Umgebungsgases
σ	m^2	Streuquerschnitt
τ	ns	Pulsdauer

Symbol	Einheit	Bedeutung
τ_{Abtrag}	ns	Dauer des Abtragspulses bei Bearbeitung mit Vor- oder Nachheizpulsen
τ_B	ns	Pulsdauer aller Pulse im Burst
τ_{Burst}	ns	Gesamt-Burstdauer
τ_{Heiz}	ns	Dauer des Heizpulses bei Bearbeitung mit Vor- oder Nachheizpulsen
$\tau_{n,i}$	ns	Pulsdauer des i-ten Pulses in einem n-fach-Puls-Burst Index
τ_0	s	Rechteckpulsdauer

12 Anhang

12.1 Tabellenanhang

12.1.1 Parameter zur Bearbeitung mit Bursts in der Literatur

Tabelle 12.1: Zusammenstellung der in der Literatur eingesetzten Parameter zum Abtragen und Bohren mit Bursts.

Pulsdauer	Parameter	Quelle
fs	$\tau = 90 \text{ fs}$, $N = 1 - 3$, $\Delta t = 0,3 - 1 \text{ ps}$, IR	[7, 8, 43, 54]
ps	$\tau = 1,2 \text{ ps}$, $N > 250$, $\Delta t = 7,5 \text{ ns}$, IR	[9, 10, 11]
	$\tau = 10 \text{ ps}$, $N = 2$, $\Delta t = 0 \text{ ns} - 50 \text{ }\mu\text{s}$, IR	[46, 47, 49, 51]
	$\tau = 10 \text{ ps}$, $N = 2$, $\Delta t = 0 \text{ ns} - 50 \text{ }\mu\text{s}$, grün	[47, 48]
	$\tau = 10 \text{ ps}$, $N = 2$, $\Delta t = 0 \text{ ns} - 50 \text{ }\mu\text{s}$, UV	[47]
	$\tau = 35 \text{ ps}$, $N = 2$, $\Delta t = 7 \text{ ns}$, IR	[53]
ns	$\tau = 5 \text{ ns}$, $N = 2$, $\Delta t = 1 - 100 \text{ ns}$, UV	[33]
	$\tau = 5 - 100 \text{ ns}$, $N = 2$, $\Delta t = 5 \text{ ns}$ bis $10 \text{ }\mu\text{s}$, grün	[14, 15, 34, 45]
	$\tau = 8 - 25 \text{ ns}$, $N = 1 - 18$, $\Delta t > 2 \text{ }\mu\text{s}$, IR	[12, 32, 34, 35]
	$\tau = 50 \text{ ns}$, $N = 2$, $\Delta t = 0 - 8 \text{ }\mu\text{s}$, UV	[52]
ms	$\tau = 0,15$ und $3,5 \text{ ms}$, $N = 2$, $\Delta t = 0 - 10 \text{ ms}$, IR	[13]
fs/ps	$\tau = 50 \text{ fs} - 10 \text{ ps}$, $N = 2$, $\Delta t = 0,1 - 250 \text{ ps}$, IR	[50]
ps/ns	$\tau = 100 \text{ ns}$ bzw. 500 ps , $N = 1 - 12$, $\Delta t = 20 - 70 \text{ }\mu\text{s}$ bzw. $12,5 \text{ ns}$, grün	[16]
	τ : ps bzw. 200 ns , $N = 30 - 40$, $\Delta t = 3,5 \text{ ns}$, bzw. $5 - 7 \text{ }\mu\text{s}$, IR	[44]
ns/ μs	$\tau = 17 \text{ ns}$ bzw. $250, 500 \text{ }\mu\text{s}$, $N = 2$, beide Laser frei laufend bei 10 kHz bzw. 20 Hz , IR	[17, 55, 56, 57]

12.1.2 Untersuchte Pulsformen für ns-Pulse

Die Untersuchungen zur Variation der Pulsform werden mit dem Laser Pyroflex von Pyrophotonics, siehe Laser 4 in Tabelle 6.1, durchgeführt. Zur Erzeugung beliebiger Pulsformen wird dem Laser im Bereich von 1 bis 400 ns für jede Nanosekunde die Amplitude zwischen 0 und 100 % vorgegeben. Die in Kapitel Kap. 7.2.1 untersuchten Pulsformen werden mit den in Tabelle 11.2 zusammengefassten Vorgaben erstellt. Jeder Zahlenwert entspricht dabei der Amplitude je Nanosekunde in %. Die Pulsformen sind so ausgelegt, dass die Pulsdauer (FWHM) immer

12.2.2 Plasmaausbreitung

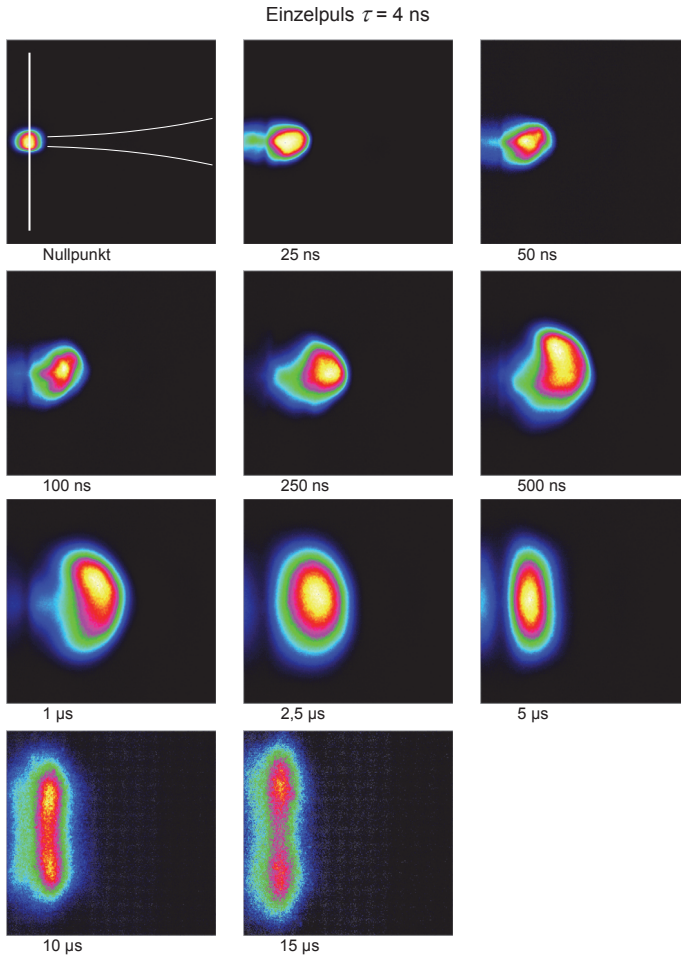


Abbildung 12.2: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen der Pulsdauer $\tau = 4$ ns. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0$ ns (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. (Nullpunkt: Erstes Auftreffen des Pulses bei $t = 0$ ns, $E = 1$ mJ, $f = 50$ mm, Material: 1.4301, Bildgröße: 1,27 mm x 1,29 mm)

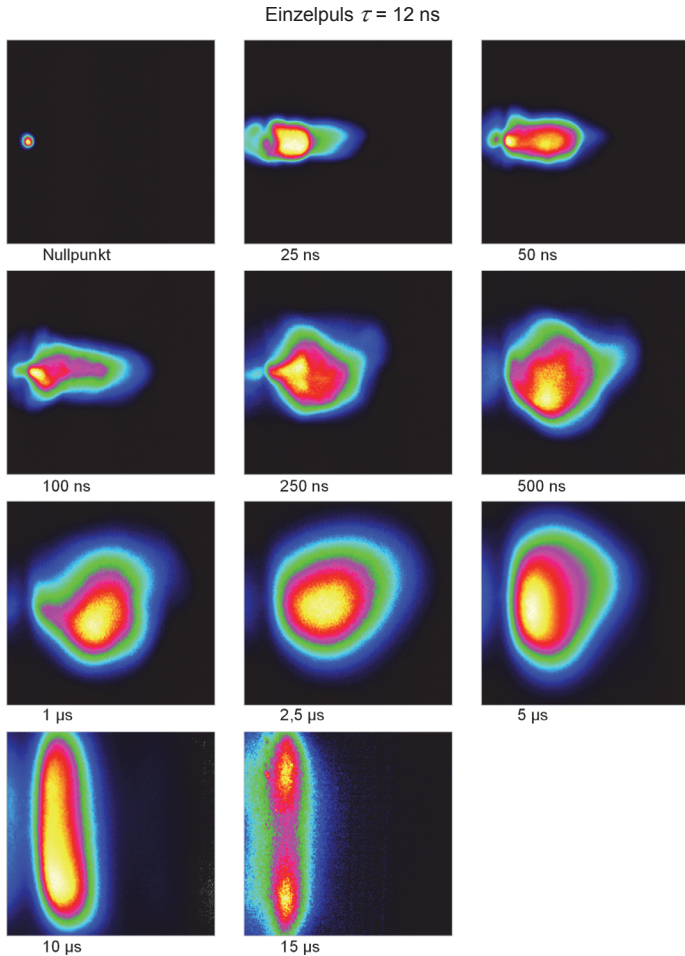


Abbildung 12.3: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen der Pulsdauer $\tau = 12$ ns. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0$ ns (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. (Nullpunkt: Erstes Auftreffen des Pulses bei $t = 0$ ns, $E = 1$ mJ, $f = 50$ mm, Material: 1.4301, Bildgröße: 1,27 mm x 1,29 mm)

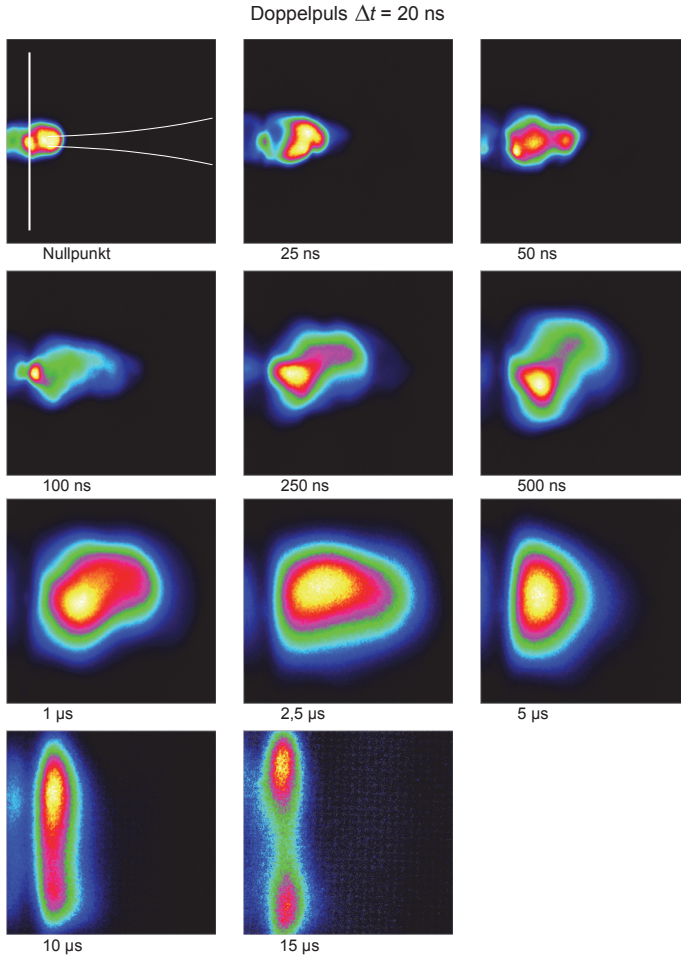


Abbildung 12.4: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts mit den Parametern $\tau_{2,1} = 4$ ns, $\tau_{2,2} = 12$ ns und $\Delta t = 20$ ns. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0$ ns (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. (Nullpunkt: Erstes Auftreffen des zweiten Pulses bei $t = 0$ ns, $E = 1$ mJ, $f = 50$ mm, Material: 1.4301, Bildgröße: 1,27 mm x 1,29 mm)

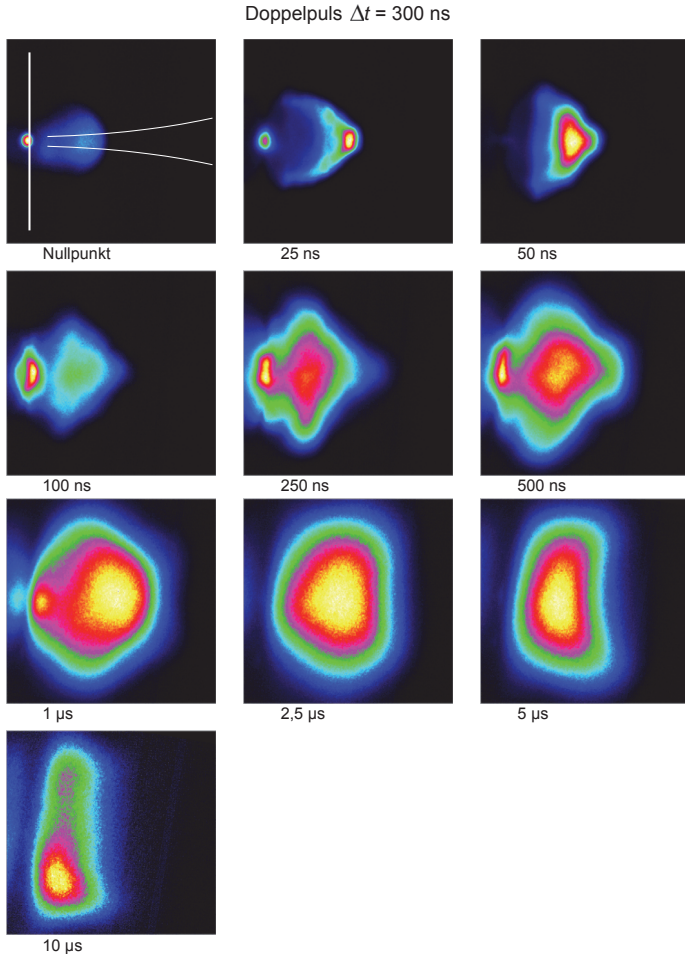


Abbildung 12.5: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts mit den Parametern $\tau_{2,1} = 4$ ns, $\tau_{2,2} = 12$ ns und $\Delta t = 300$ ns. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0$ ns (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. (Nullpunkt: Erstes Auftreffen des zweiten Pulses bei $t = 0$ ns, $E = 1$ mJ, $f = 50$ mm, Material: 1.4301, Bildgröße: 1,27 mm x 1,29 mm)

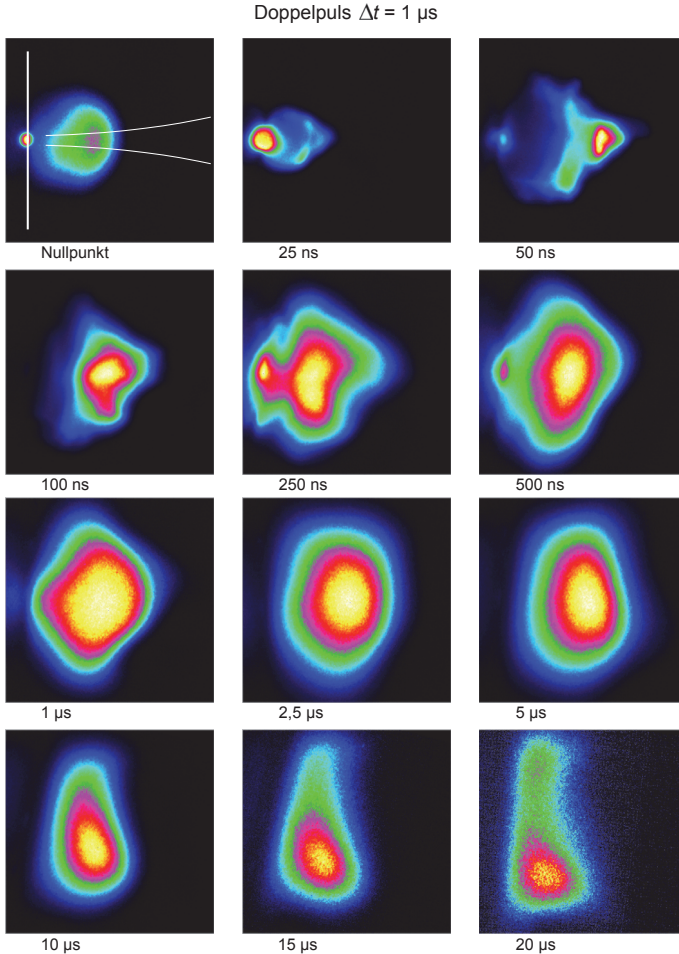


Abbildung 12.6: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts mit den Parametern $\tau_{2,1} = 4 \text{ ns}$, $\tau_{2,2} = 12 \text{ ns}$ und $\Delta t = 1 \mu\text{s}$. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ ns}$ (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. (Nullpunkt: Erstes Auftreffen des zweiten Pulses bei $t = 0 \text{ ns}$, $E = 1 \text{ mJ}$, $f = 50 \text{ mm}$, Material: 1.4301, Bildgröße: 1,27 mm x 1,29 mm)

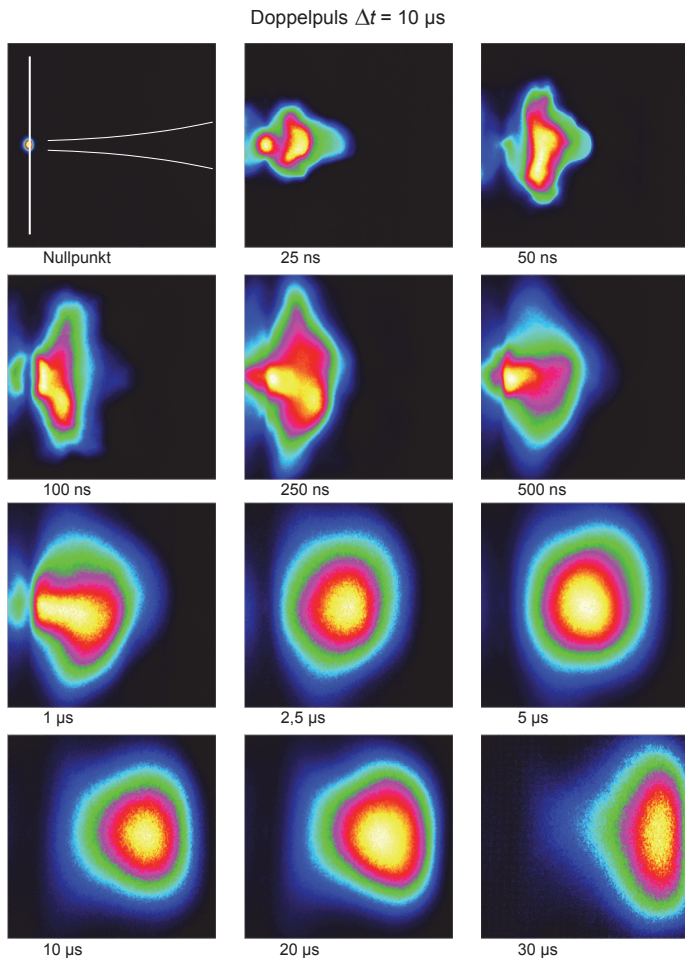


Abbildung 12.7: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts mit den Parametern $\tau_{2,1} = 4 \text{ ns}$, $\tau_{2,2} = 12 \text{ ns}$ und $\Delta t = 10 \mu\text{s}$. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ ns}$ (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. (Nullpunkt: Erstes Auftreffen des zweiten Pulses bei $t = 0 \text{ ns}$, $E = 1 \text{ mJ}$, $f = 50 \text{ mm}$, Material: 1.4301, Bildgröße: $1,27 \text{ mm} \times 1,29 \text{ mm}$)

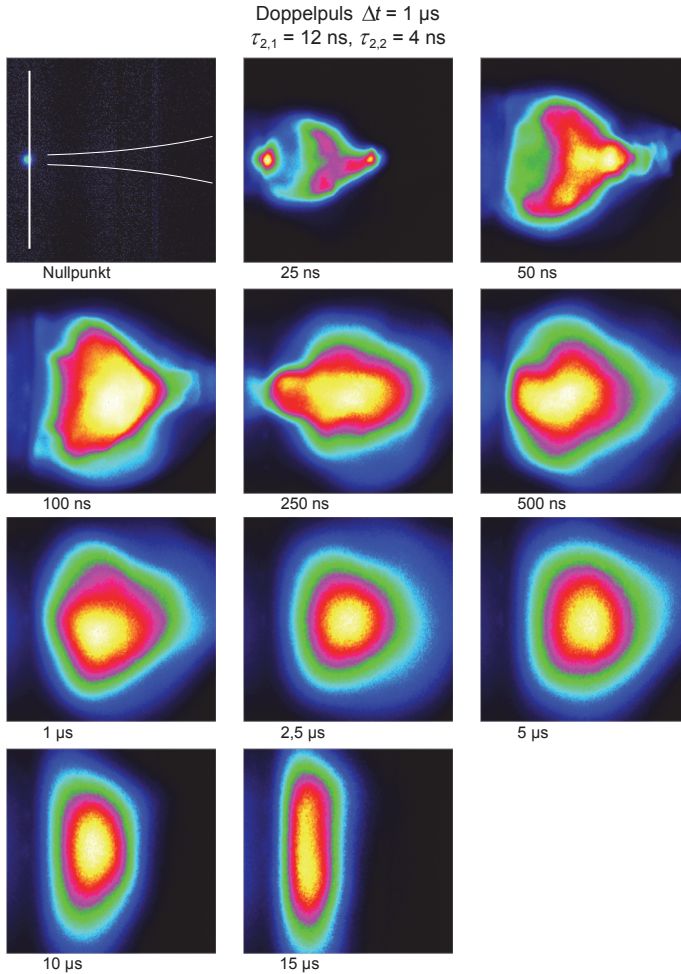


Abbildung 12.8: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts mit den Parametern $\tau_{2,1} = 12 \text{ ns}$, $\tau_{2,2} = 4 \text{ ns}$ und $\Delta t = 1 \mu\text{s}$. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ ns}$ (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. (Nullpunkt: Erstes Auftreffen des zweiten Pulses bei $t = 0 \text{ ns}$, $E = 1 \text{ mJ}$, $f = 50 \text{ mm}$, Material: 1.4301, Bildgröße: 1,27 mm x 1,29 mm)

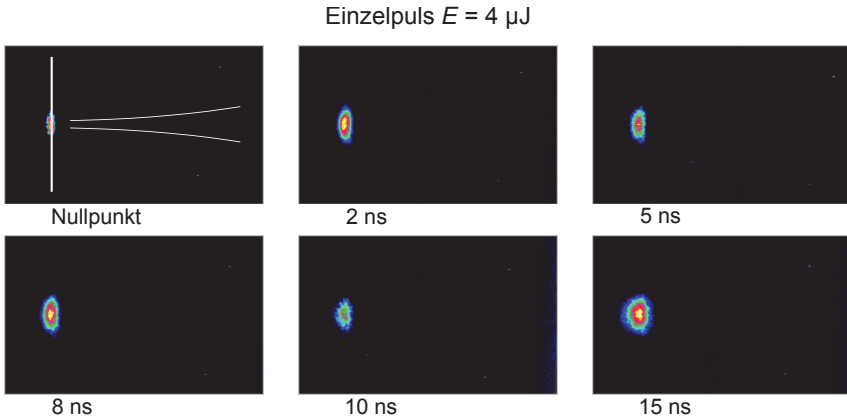


Abbildung 12.9: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit ps-Einzelpulsen bei der Energie $E = 4 \mu\text{J}$. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ ns}$ (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. ($\tau = 10 \text{ ps}$, $f = 160 \text{ mm}$, Material: C75, Bildgröße: $240 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$)

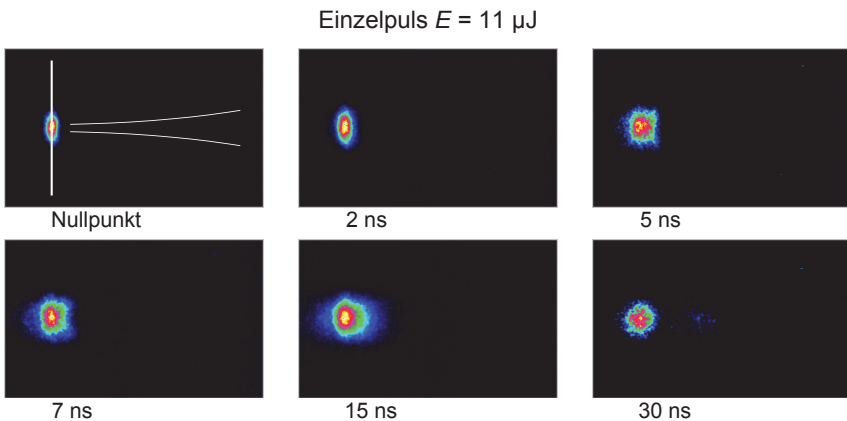


Abbildung 12.10: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit ps-Einzelpulsen bei der Energie $E = 11 \mu\text{J}$. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ ns}$ (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. ($\tau = 10 \text{ ps}$, $f = 160 \text{ mm}$, Material: C75, Bildgröße: $240 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$)

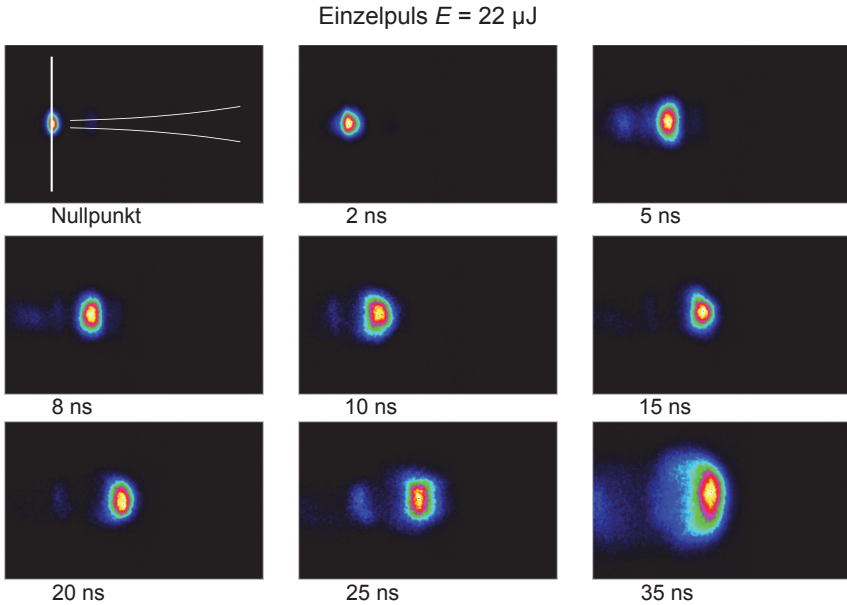


Abbildung 12.11: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit ps-Einzelpulsen bei der Energie $E = 22 \mu\text{J}$. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ ns}$ (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. ($\tau = 10 \text{ ps}$, $f = 160 \text{ mm}$, Material: C75, Bildgröße: $240 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$)

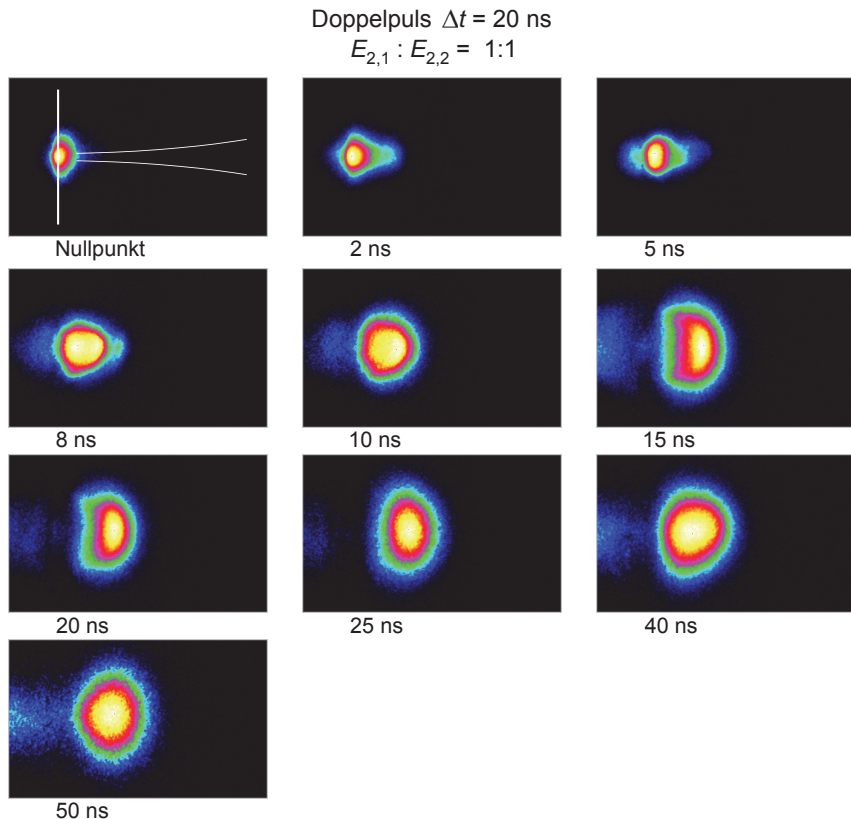


Abbildung 12.12: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit symmetrischen ps-Doppelpuls-Bursts bei dem Pulsabstand $\Delta t = 20$ ns. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0$ ns (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. (Nullpunkt: Auftreffen des zweiten Pulses bei $t = 0$ ns, $\tau = 10$ ps, $E_B = 22$ μ J, $f = 160$ mm, Material: C75, Bildgröße: $240 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$)

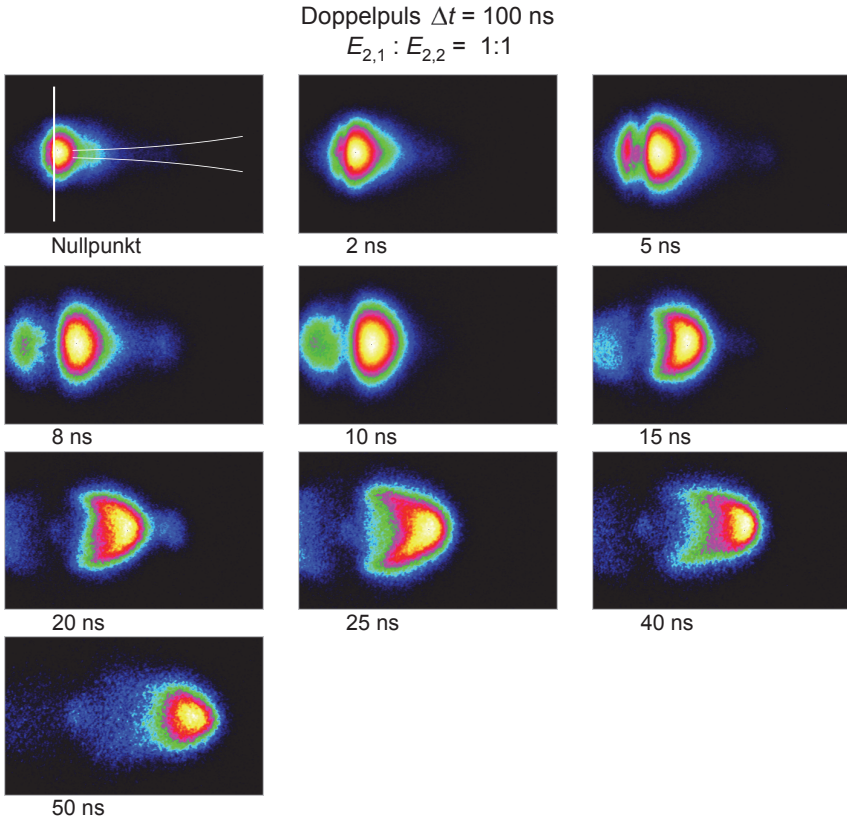


Abbildung 12.13: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit symmetrischen ps-Doppelpuls-Bursts bei dem Pulsabstand $\Delta t = 100$ ns. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0$ ns (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. (Nullpunkt: Auftreffen des zweiten Pulses bei $t = 0$ ns, $\tau = 10$ ps, $E_B = 22$ μ J, $f = 160$ mm, Material: C75, Bildgröße: 240 μ m x 150 μ m)

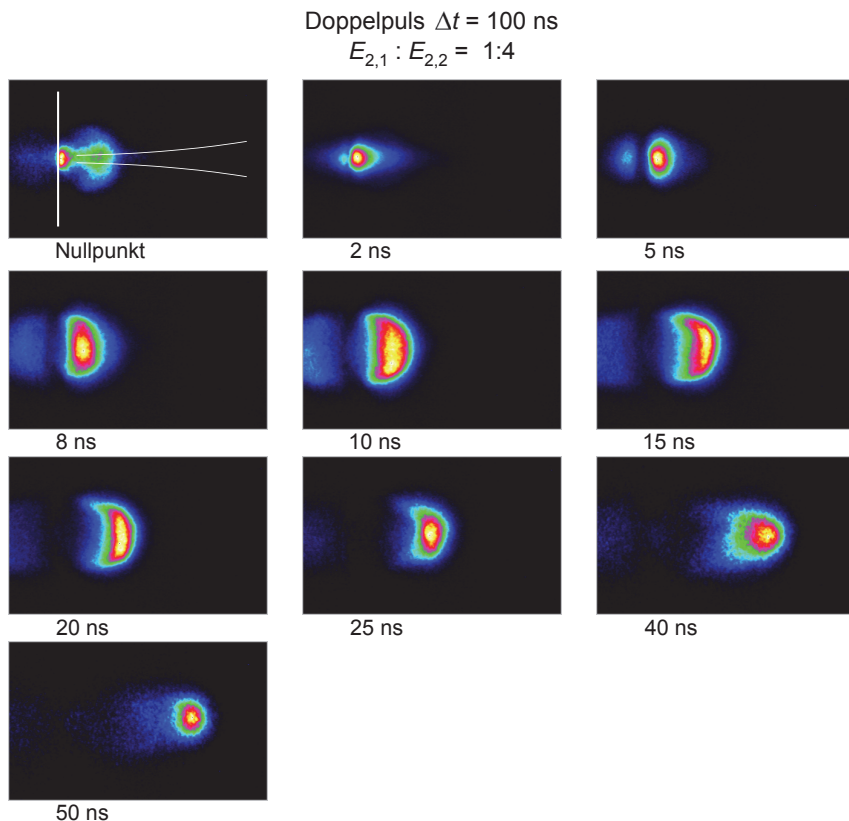


Abbildung 12.14: Aufnahmen des Plasmaeigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Bearbeitung mit asymmetrischen ps-Doppelpuls-Bursts bei dem Pulsabstand $\Delta t = 100$ ns und der Energieverteilung $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 4$. Die Intensitätswerte sind als Falschfarben dargestellt und auf jedes Bild einzeln optimiert. In dem Bild zum Zeitpunkt $t = 0$ ns (Nullpunkt) sind die Probenoberfläche und die Richtung des Laserstrahls dargestellt. (Nullpunkt: Auftreffen des zweiten Pulses bei $t = 0$ ns, $\tau = 10$ ps, $E_B = 22$ μ J, $f = 160$ mm, Material: C75, Bildgröße: 240 μ m x 150 μ m)

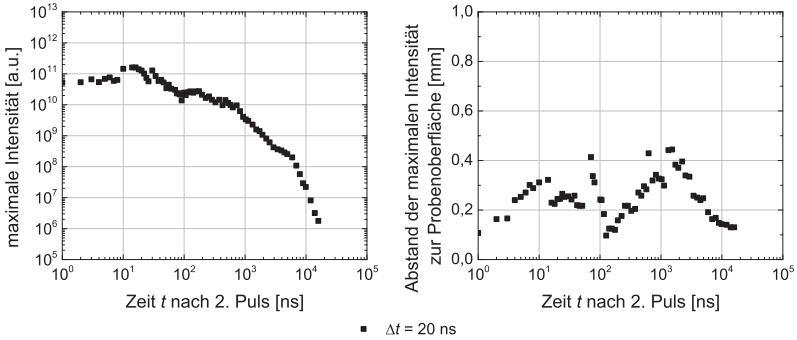


Abbildung 12.15: Links: Maximale Intensität des Plasmas, rechts: Abstand des Intensitätsmaximums zur Probenoberfläche in Abhängigkeit der Zeit nach dem ersten Auftreffen des zweiten Pulses für Doppelpuls-Bursts mit Pulsabstand $\Delta t = 20$ ns. ($\tau_{2,1} = 4$ ns, $\tau_{2,2} = 12$ ns, $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $E_B = 2$ mJ, $f = 50$ mm, Material: 1.4301)

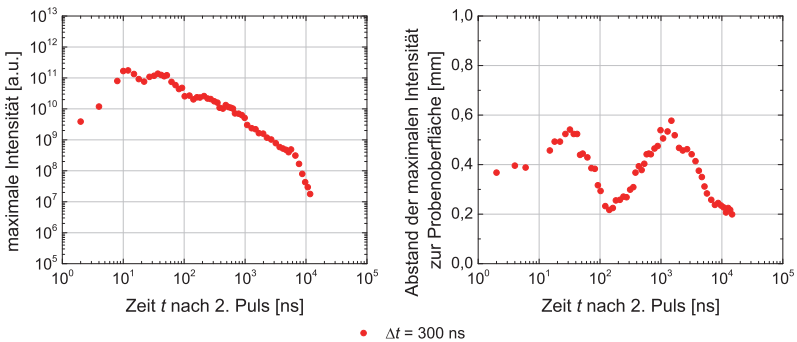


Abbildung 12.16: Links: Maximale Intensität des Plasmas, rechts: Abstand des Intensitätsmaximums zur Probenoberfläche in Abhängigkeit der Zeit nach dem ersten Auftreffen des zweiten Pulses für Doppelpuls-Bursts mit Pulsabstand $\Delta t = 300$ ns. ($\tau_{2,1} = 4$ ns, $\tau_{2,2} = 12$ ns, $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $E_B = 2$ mJ, $f = 50$ mm, Material: 1.4301)

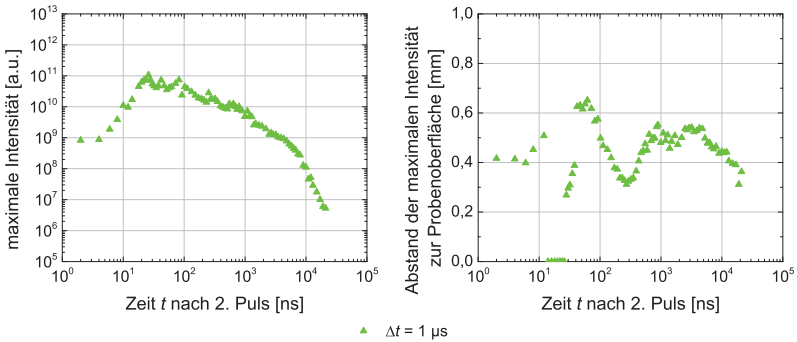


Abbildung 12.17: Links: Maximale Intensität des Plasmas, rechts: Abstand des Intensitätsmaximums zur Probenoberfläche in Abhängigkeit der Zeit nach dem ersten Auftreffen des zweiten Pulses für Doppelpuls-Bursts mit Pulsabstand $\Delta t = 1 \mu\text{s}$. ($\tau_{2,1} = 4 \text{ ns}$, $\tau_{2,2} = 12 \text{ ns}$, $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $E_B = 2 \text{ mJ}$, $f = 50 \text{ mm}$, Material: 1.4301)

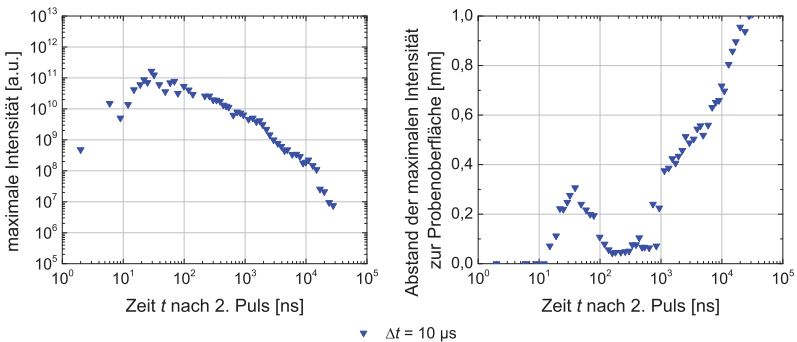


Abbildung 12.18: Links: Maximale Intensität des Plasmas, rechts: Abstand des Intensitätsmaximums zur Probenoberfläche in Abhängigkeit der Zeit nach dem ersten Auftreffen des zweiten Pulses für Doppelpuls-Bursts mit Pulsabstand $\Delta t = 10 \mu\text{s}$. ($\tau_{2,1} = 4 \text{ ns}$, $\tau_{2,2} = 12 \text{ ns}$, $E_{2,1} : E_{2,2} = 1 : 1$, $E_B = 2 \text{ mJ}$, $f = 50 \text{ mm}$, Material: 1.4301)

12.2.3 Druckwellenausbreitung

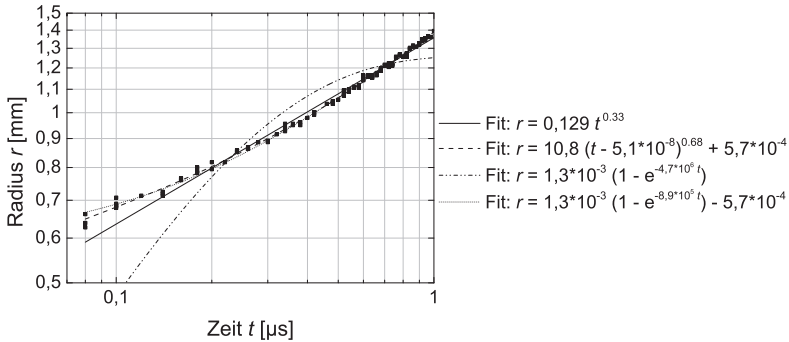


Abbildung 12.19: Ausbreitung der durch die Materialbearbeitung erzeugten Druckwelle in Abhängigkeit der Zeit nach dem Puls für die Pulsenergie $E = 1$ mJ. Die Näherung nach den Funktionen $y = a_1 \cdot x^{a_2}$, $y = a_1 \cdot (x - a_2)^{a_3} + a_4$, $y = a_1 \cdot (1 - \exp(-a_2 \cdot x))$ und $y = a_1 \cdot (1 - \exp(a_2 \cdot x)) - a_3$ steht für die Näherungen nach der Sedov'schen Stoßwellentheorie bzw. dem Diffusionsmodell, der verzögerten Sedov'schen Stoßwellentheorie, dem Drag-Modell und dem verzögerten Drag-Modell. ($\tau = 20$ ns, $f = 50$ mm, Material: 1.4301)

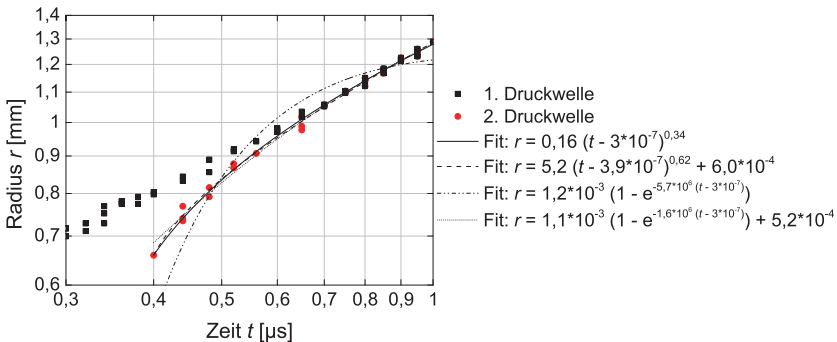


Abbildung 12.20: Ausbreitung der durch die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts bei $E_B = 2$ mJ und $\Delta t = 300$ ns erzeugten Druckwellen in Abhängigkeit der Zeit nach dem ersten Puls im Burst. Die Näherung nach den Funktionen $y = a_1 \cdot x^{a_2}$, $y = a_1 \cdot (x - a_2)^{a_3} + a_4$, $y = a_1 \cdot (1 - \exp(-a_2 \cdot x))$ und $y = a_1 \cdot (1 - \exp(a_2 \cdot x)) - a_3$ steht für die Näherungen nach der Sedov'schen Stoßwellentheorie bzw. dem Diffusionsmodell, der verzögerten Sedov'schen Stoßwellentheorie, dem Drag-Modell und dem verzögerten Drag-Modell. ($\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 50$ ns, $f = 50$ mm, Material: 1.4301)

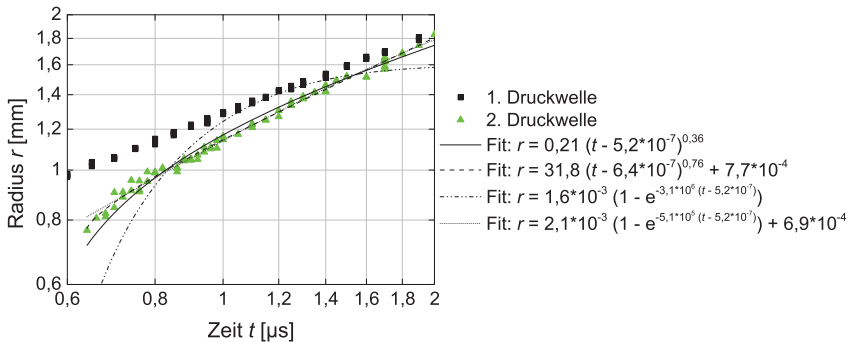


Abbildung 12.21: Ausbreitung der durch die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts bei $E_B = 2$ mJ und $\Delta t = 520$ ns erzeugten Druckwellen in Abhängigkeit der Zeit nach dem ersten Puls im Burst. Die Näherung nach den Funktionen $y = a_1 \cdot x^{a_2}$, $y = a_1 \cdot (x - a_2)^{a_3} + a_4$, $y = a_1 \cdot (1 - \exp(-a_2 \cdot x))$ und $y = a_1 \cdot (1 - \exp(a_2 \cdot x)) - a_3$ steht für die Näherungen nach der Sedov'schen Stoßwellentheorie bzw. dem Diffusionsmodell, der verzögerten Sedov'schen Stoßwellentheorie, dem Drag-Modell und dem verzögerten Drag-Modell. ($\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 50$ ns, $f = 50$ mm, Material: 1.4301)

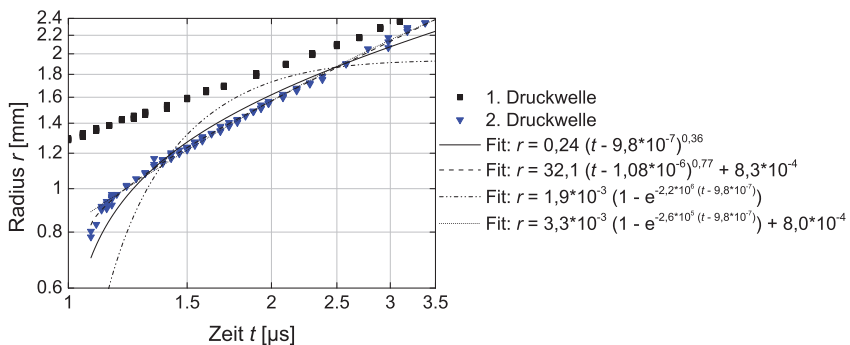


Abbildung 12.22: Ausbreitung der durch die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts bei $E_B = 2$ mJ und $\Delta t = 0,98$ μ s erzeugten Druckwellen in Abhängigkeit der Zeit nach dem ersten Puls im Burst. Die Näherung nach den Funktionen $y = a_1 \cdot x^{a_2}$, $y = a_1 \cdot (x - a_2)^{a_3} + a_4$, $y = a_1 \cdot (1 - \exp(-a_2 \cdot x))$ und $y = a_1 \cdot (1 - \exp(a_2 \cdot x)) - a_3$ steht für die Näherungen nach der Sedov'schen Stoßwellentheorie bzw. dem Diffusionsmodell, der verzögerten Sedov'schen Stoßwellentheorie, dem Drag-Modell und dem verzögerten Drag-Modell. ($\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 50$ ns, $f = 50$ mm, Material: 1.4301)

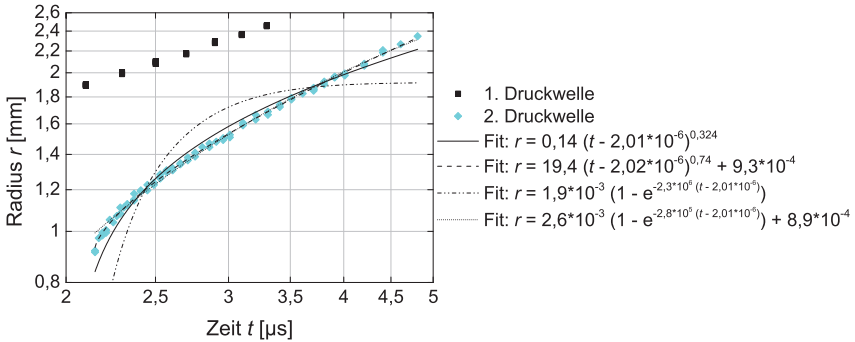


Abbildung 12.23: Ausbreitung der durch die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts bei $E_B = 2$ mJ und $\Delta t = 2,01$ μ s erzeugten Druckwellen in Abhängigkeit der Zeit nach dem ersten Puls im Burst. Die Näherung nach den Funktionen $y = a_1 \cdot x^{a_2}$, $y = a_1 \cdot (x - a_2)^{a_3} + a_4$, $y = a_1 \cdot (1 - \exp(-a_2 \cdot x))$ und $y = a_1 \cdot (1 - \exp(a_2 \cdot x)) - a_3$ steht für die Näherungen nach der Sedov'schen Stoßwellentheorie bzw. dem Diffusionsmodell, der verzögerten Sedov'schen Stoßwellentheorie, dem Drag-Modell und dem verzögerten Drag-Modell. ($\tau_{2,1} = \tau_{2,2} = 50$ ns, $f = 50$ mm, Material: 1.4301)

12.3 Abschätzung der Debye-Länge

Beim Kurzpulsabtrag entsteht bereits während des Pulses durch den Abtrag ein Plasma bzw. heißer Metaldampf. Ein Plasma liegt vor, wenn die Debye-Länge klein ist im Vergleich zu der Ausdehnung des Plasmas. Die Debye-Länge λ_D wird nach Formel 12.1 bestimmt:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k_B \cdot T}{n_e \cdot e_0^2}} \quad (12.1)$$

Dabei sind $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ C/Vm elektrische Feldkonstante [72], $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K Boltzmann-Konstante [72], T : Temperatur, n_e : Elektronenzahldichte, $e_0 = 1,60 \cdot 10^{-19}$ C Elementarladung [72].

Aus [77] kann die Debye-Länge zu den in Abbildung 7.9 dargestellten Plasmen bestimmt werden. Da ein Plasma nur vorliegt, wenn λ_D klein im Vergleich zur Plasmaausdehnung ist, wird die Abschätzung von λ_D mit den aus den Ionenlinien bestimmten Temperaturen durchgeführt. Da diese Temperaturen größer sind als die aus den Atomlinien bestimmten Temperaturen, ist die abgeschätzte Debye-Länge auch größer.

Für die Bearbeitung mit Einzelpulsen der Energie $E = 2$ mJ beträgt 300 ns nach dem Puls die aus den Ionenlinien bestimmte Elektronentemperatur $T = 15500$ K bei einer Elektronenzahldichte $n_e = 10^{23}$ 1/m³. 2 μ s nach dem Puls beträgt die Elektronentemperatur noch $T = 7000$ K bei einer Elektronenzahldichte $n_e = 10^{22}$ 1/m³ [77]. Aus diesen Werten ergibt sich für die

Debye-Länge 300 ns nach dem Puls $\lambda_D = 27 \mu\text{m}$ und für 2 μs nach dem Puls $\lambda_D = 58 \mu\text{m}$. Die Abmessung des Plasmas beträgt 250 μs nach dem Puls ca. 250 μm und 2,5 μs ca. 700 μm .

Für die Bearbeitung mit Doppelpuls-Bursts der Energie $E_B = 2 \mu\text{J}$ bei $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ beträgt die aus den Ionenlinien bestimmte Elektronentemperatur 3200 ns nach dem Puls $T = 13000 \text{ K}$ bei einer Elektronenzahldichte $n_e = 3 \cdot 10^{22} \text{ 1/m}^3$. 2 μs nach dem Puls beträgt die Elektronentemperatur noch $T = 7000 \text{ K}$ bei einer Elektronenzahldichte $n_e = 10^{22} \text{ 1/m}^3$ [77]. Aus diesen Werten ergibt sich für die Debye-Länge 300 ns nach dem Puls $\lambda_D = 45 \mu\text{m}$ und für 2 μs nach dem Puls $\lambda_D = 58 \mu\text{m}$. Die Abmessung des Plasmas beträgt 250 μs nach dem Puls ca. 800 μm und 2,5 μs ca. 1000 μm .

Somit ist in beiden Fällen die Debye-Länge um etwa eine Größenordnung kleiner als die Ausdehnung. Ein Plasma liegt vor.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand neben meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer Institut für Lasertechnik (ILT) in Aachen, sowie am Lehrstuhl für Lasertechnik der RWTH Aachen. An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. rer. nat. Reinhart Poprawe M.A. für die Betreuung und für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit, Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Ostendorf für die Übernahme des Koreferats sowie Prof. Dr.-Ing. Bernd Markert für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Herrn Dr. Arnold Gillner danke ich für das Vertrauen in meine Fähigkeiten sowie für die Unterstützung und Anregungen die zu dem Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Meinen Kollegen am Lehrstuhl für Lasertechnik und am Fraunhofer Institut für Lasertechnik, besonders der Abteilung Abtragen und Fügen, danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre. Insbesondere möchte ich mich dabei bei Dr. V. Alagic-Keller, L. Bürgermeister, A. Dohrn, S. Engelhardt, N. Hambach, Dr. J. Holtkamp, M. Jüngst, N. Nottrodt, O. Nottrodt, D. Riester, G. Rotarius, Dr. P. Rußbüldt, T. Satorius, M. Steger, J. Weitenberg und F. Zibner für die gute Zusammenarbeit, Diskussionen und Anregungen sowie Mittagspausen und viele Kaffeepausen bedanken.

Darüber hinaus danke ich allen meinen studentischen Helfern, die mich im Laufe der Jahre tatkräftig im Labor unterstützt haben.

Vielen Dank an U. Eppelt für die Diskussionen und die Hilfe zur Bestimmung der Temperaturen aus den Abtragsdaten.

Für die hilfreichen Korrekturen möchte ich mich besonders bei D. Riester, M. Steger und Dr. C. Steinhardt bedanken.

Ein besonderer Dank geht an U. Pütz für seine Beratung, Geduld und Unterstützung, ohne die ich diese Arbeit nicht beendet hätte.

Abschließend danke ich ganz besonders meiner Familie, die mich immer unterstützt und motiviert.

