

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

D. Walter
Online-Qualitätssicherung beim Bohren
mittels ultrakurz gepulster Laser-
strahlung

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einem Werkzeug. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozessdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung

von Dr.-Ing. Dmitrij Walter
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

Als Dissertation genehmigt
von der Fakultät für Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Heinz Kück

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.

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2010

D 93

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch
begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung,
des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der
Wiedergabe auf fotomechanischem oder ähnlichem
Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungs-
anlagen bleiben – auch bei nur auszugsweiser Verwen-
dung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2010

ISBN 978-3-8316-0968-0

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München
Tel.: 089-277791-00 · www.utzverlag.de

Kurzfassung

Die Mikromaterialbearbeitung mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung erlebt vor allem in den letzten Jahren einen rasanten Aufschwung in zahlreichen Anwendungsfeldern und steht kurz vor der Einführung in die industrielle Fertigung. Neben der hohen Flexibilität und der Automatisierbarkeit ist es insbesondere die außerordentliche Bearbeitungsqualität, die dieses Verfahren gegenüber konkurrierenden Verfahren auszeichnet. Ein Gegenstand intensiver Forschung ist zur Zeit vor allem die Steigerung der Prozesseffizienz. Neben der Verfahrensentwicklung wird allerdings auch der Prozessüberwachung eine zentrale Rolle zugeordnet, denn erst durch den Einsatz eines automatisierten Überwachungssystems lassen sich eine hohe Reproduzierbarkeit, eine Reduzierung des Ausschusses und eine Verkürzung der Bearbeitungsdauer sicherstellen.

Im Gegensatz zu den bereits seit vielen Jahren etablierten Fertigungsverfahren wie dem Laserstrahlschweißen und dem Laserstrahlschneiden existiert auf diesem Anwendungsgebiet jedoch eine unzureichende Anzahl an experimentell erprobten oder gar in der Fertigung eingesetzten Messverfahren bzw. Überwachungsmethoden. Speziell bei der Herstellung von Bohrungen in metallischen Werkstoffen wie beispielsweise beim Bohren von Dieseleinspritzdüsen im KFZ-Bereich besteht jedoch ein hoher Bedarf an solchen Sicherungskonzepten. Vor diesem Hintergrund werden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Überwachungsansätze aus physikalischer Sicht evaluiert und hinsichtlich ihres Umsetzungspotenzials für den industriellen Einsatz bewertet. Im Fokus der Untersuchungen steht vor allem die systematische Analyse der Prozesssignale auf ihre Korrelation mit den Qualitätsmerkmalen der hergestellten Mikrobohrungen.

So erlauben Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Ausbreitungscharakteristik laserinduzierter Stoßwellen, die im Bereich der Abtragszone entstehen, Rückschlüsse auf verschiedene Stadien des Laserbohrprozesses. Über die Ermittlung der Stoßwellenreichweite zu einem festen Aufnahmezeitpunkt lassen sich qualitätsrelevante Größen wie beispielsweise die Bohrungstiefe sowie der Durchmesser der Austrittsöffnung ermitteln. Anhand der berührungslosen koaxialen Erfassung optischer Prozessemissionen im sichtbaren Spektralbereich wird ein prototypischer Messaufbau zur Echtzeit-Überwachung und Echtzeit-Steuerung des Bohrprozesses realisiert. Vergleichsuntersuchungen zwischen der unregelmäßigen und durch das Messsystem gesteuerten Bearbeitung belegen die hohe Zuverlässigkeit des entwickelten Überwachungskonzepts.

Inhalt

Kurzfassung	5
Inhalt	7
Liste der verwendeten Symbole	11
Extended Abstract	15
1 Einleitung	19
1.1 Ausgangslage	19
1.2 Motivation und Zielsetzung der Arbeit	21
2 Grundlagen abtragender Laserverfahren	24
2.1 Materialabtrag mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung	24
2.1.1 Energieeinkopplung	24
2.1.2 Zwei-Temperatur-Modell	25
2.1.3 Dynamik der Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Materie	28
2.2 Laserinduzierte Plasmen	30
2.2.1 Materialdampfplasma	30
2.2.2 Partikelinitiiertes Plasma	32
2.2.3 Dielektrischer Gasdurchbruch	33
2.2.4 Zusammenfassung	36
2.3 Laserinduzierte Stoßwellen	37
2.4 Kapillarausbildung beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen	42
2.4.1 Bohrtiefenfortschritt und Bohrungsdurchbruch	42
2.4.2 Radiale Aufweitung der Austrittsöffnung und Prozessende	49
3 Stand der Technik in der Prozessüberwachung	51
3.1 Prozessüberwachungsmethoden beim Bohren mit gepulster Laserstrahlung	52
3.2 Überwachungsverfahren beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen . . .	54
3.3 Zusammenfassung	56
4 Experimentelle Methoden	58
4.1 Verwendete Strahlquellen	58

4.2	Bildgebende Verfahren zur Charakterisierung der gasdynamischen Stoßwellenausbreitung	60
4.3	Zeitaufgelöste Plasmaspektroskopie – Erfassung optischer Prozessemissionen	63
4.4	Messung des Ionisationsgrades der Materialdampf Wolke	66
4.5	Aufnahme des Luft- und Körperschalls	67
5	Überwachung des Bohrprozesses durch Auswertung der gasdynamischen Stoßwellenexpansion	70
5.1	Ausbreitungsverhalten der Stoßwellen beim Laserbohren	70
5.1.1	Grundlegende Betrachtung der Stoßwellendynamik	70
5.1.2	Detektion der Bohrungstiefe	73
5.1.3	Überwachung des Bohrungsdurchbruchs	75
5.1.4	Aufweitung des Bohrungsaustrittes und Bearbeitungsende	78
5.2	Einfluss der Prozessparameter	81
5.2.1	Einfluss der Pulsdauer	81
5.2.2	Variation der Pulsenergie	82
5.2.3	Einfluss der relativen Fokusslage	84
5.2.4	Variation des Werkstoffs	86
5.3	Plasmaeinflüsse auf die Stoßwellenausbreitung	88
5.3.1	Stoßwellendynamik für unterschiedliche Pulszahlen	88
5.3.2	Variation des zeitlichen Abstandes der Laserpulse	89
5.3.3	Einfluss der Bohrkapillargeometrie auf das Ausbreitungsverhalten der Stoßwellen	92
5.3.4	Erlangtes Prozessverständnis	93
5.4	Zusammenfassung	97
6	Prozessüberwachung durch koaxiale Erfassung optischer Prozessemissionen	100
6.1	Zeitaufgelöste Spektroskopie am laserinduzierten Plasma	100
6.2	Integrale, breitbandige Aufnahme der optischen Prozessemissionen	105
6.2.1	Überwachung einzelner Bohrphasen	106
6.2.2	Einfluss der Bearbeitungsstrategie	111
6.2.3	Prozesskontrolle bei der Bearbeitung unter reduziertem Atmosphärendruck	112
6.3	Echtzeit-Überwachung und -regelung des Bohrprozesses	115
6.4	Zusammenfassung	120
7	Überwachung des Laserbohrens durch Erfassung des Ionisationsgrades der	

Materialdampfwolke	122
7.1 Charakterisierung des Sensorelements	122
7.2 Erste experimentelle Untersuchungen	124
8 Prozessdiagnostik und -überwachung durch Erfassung akustischer Signale mit piezoelektrischen Aufnehmern	126
9 Zusammenfassung und Ausblick	130
Literatur- und Quellenverzeichnis	135
Danksagung	146

Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
Lateinische Buchstaben		
A	Absorptionsgrad	
A_B	Fläche der Austrittsöffnung	m^2
C_e	Wärmekapazität der Elektronen	$Jm^{-3}K^{-1}$
C_p	Wärmekapazität der Ionen	$Jm^{-3}K^{-1}$
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konst. Druck	$Jkg^{-1}K^{-1}$
d	Variabler Abstand	m
d_A	Bohrungsaustrittsdurchmesser	m
d_{CE}	durch Conical Emission (CE) aufgeweiteter Strahldurchmesser in der Fokusebene	m
d_E	Bohrungseintrittsdurchmesser	m
d_f	Fokusbereich	m
d_{Offnung}	Öffnungsdurchmesser der Elektrode	m
d_w	Wendeldurchmesser	m
E	Leistungsdichte (Intensität)	W/m^2
f_p	Pulswiederholrate	Hz
f_w	Wendelumlauffrequenz	Hz
H	Energiedichte	J/m^2
I	Integrale Signalintensität	W/m^2
\vec{k}	Wellenvektor	m^{-1}
l_α	Absorptionslänge	m
l_{th}	Diffusionslänge	m
m_{ab}	Masse des abgetragenen Materials	kg
M^2	Beugungsmaßzahl	
N	Pulszahl	
P_{av}	Mittlere Leistung	W
p_g	Umgebungsdruck	Pa
Q_p	Pulsenergie	J
Q_{St}	Kinetische Energie der Stoßwelle	J

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
r	Reichweite der Stoßwellenfront (Stoßwellenradius)	m
r_{Se}	Radius der Stoßwelle zum Zeitpunkt des Übergangs zu reduzierter Expansion	m
r_{Stopp}	Radius der Stoßwelle zum Zeitpunkt des Übergangs zu einer Schallwelle	m
R	Reflexionsgrad	
s	Materialdicke	m
s_a	Entfernung zwischen Werkstück und Elektrode	m
t	Zeit	s
t_B	Bearbeitungsdauer	s
t_{Delay}	Verzögerungszeit nach dem Bearbeitungspuls	s
t_{Se}	Übergangszeitpkt. der Stoßwelle von freier linearer Ausbreitung zur reduzierten Expansion	s
t_{Stopp}	Zeitpunkt des Übergangs der Stoßwelle zu einer Schallwelle	s
T_m	Schmelztemperatur	K
v	Geschwindigkeit der Stoßwellenfront	m/s
v_{Schall}	Schallgeschwindigkeit	m/s
z	Bohrungstiefe	m
z	Ortskoordinate	m
Δz	Abtragstiefe pro Puls; momentane Abtragsrate	m
z_f	Fokuslage	m

Griechische Buchstaben

α	Absorptionskoeffizient	m^{-1}
β	Einfallswinkel gegenüber dem Lot	°
κ	Absorptionsindex	
κ_{th}	Thermische Diffusivität $\kappa_{\text{th}} = \lambda_{\text{th}} / \rho c_p$	m^2/s
λ	Wellenlänge	m
λ_D	Beobachtungswellenlänge (Beleuchtungslaser)	m
λ_{th}	Wärmeleitfähigkeit	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
Λ_0	Nichtdimensionaler Parameter	
ρ	Dichte	kg/m^3
ρ_g	Dichte der Umgebungsatmosphäre	kg/m^3

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
τ_B	Pulsdauer Beleuchtungslaser $\hat{=}$ Zeitauflösung	s
τ_{ep}	Elektron-Phonon-Relaxationszeit	s
τ_H	Pulsdauer (FWHM)	s

Abkürzung	Bedeutung
Al_2O_3	Aluminiumoxid
CCD	<i>Charged Coupled Device</i>
CE	<i>Conical Emission</i>
CPA	<i>Chirped Pulse Amplification</i>
CrNi-Stahl	Chrom-Nickel-Stahl
DC	<i>Direct Current</i>
FWHM	volle Halbwertsbreite (<i>Full Width at Half Maximum</i>)
ICCD	Bildverstärker-Kamera (<i>Intensified CCD</i>)
IR	Infraroter Spektralbereich
KFZ	Kraftfahrzeug
PD	Photodiode
PMMA	Polymethylmethacrylat
PRIMUS	Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen
PROMPTUS	Produktive Mikro-Prozess-Technik mit Ultrakurz-gepulsten Strahlquellen
PZT	Bleizirkonat-Titanat
REM	Rasterelektronenmikroskop
rel. E.	relative Einheiten
Si_3N_4	Siliziumnitrid
TTL	Transistor-Transistor Logik
UV	Ultravioletter Spektralbereich
VIS	Sichtbarer Spektralbereich

Extended Abstract

Micro machining using ultra short laser pulses renders high ablation quality and precision. Due to a very short interaction time in combination with high power densities, material ablation takes place via immediate evaporation and no melt recast is left. This technology offers material ablation without any post-processing required, especially for drilling nozzles and other fuel injection components. Yet, current quality requirements demand online monitoring systems, capable of detecting emitted process signals in real-time. Therefore, this work deals with different concepts for possible process monitoring systems, and their feasibility regarding online process control and quality assurance.

As yet, the complex superposition of numerous physical interactions between laser irradiance and material parameters has not been understood entirely. Therefore, only rudimentary knowledge about the correlation between dynamically emitted process signals during an ongoing drilling and the drilling process itself is available. A simple transfer of already existing monitoring concepts for longer pulse durations to ultra short pulses is not possible without adequate experimental verification.

Besides that, fundamental correlation between physical process signals and their corresponding technical values to be detected is not the only requirement. During material evaporation within a steadily changing borehole, monitored process are highly dynamic spatially, as well as temporally. Due to this, emitted process signals are subject to enormous fluctuations but still have to be interpreted correctly. Furthermore, special demands concerning the local arrangements of sensor units within machinery have to be met. Since the non-irradiated side of most work pieces is not accessible for installing sensors, monitoring systems ought to be installed right above the material. Every single requirement was taken into account during experimental elaboration and was finally comprised in the overall assessment.

During the experiments, optical, acoustic, and electrical process signals were recorded, and their potential to serve as a reliable source of information was evaluated. Very promising signals are determined to be the ones emitted by shockwaves. The ablation with ultra short laser pulses creates a shockwave leaving the materials surface and propagating hemispherically into the ambient gas. Taking high-speed images of this expansion gives insight into the different statuses during the drilling progress. These images show a

continuous decrease of shockwave radius as the borehole's depth increases. This corresponds to the decrease of effective pulse energy irradiated on the ground of the boreholes. The linear correlation between shockwave radius and ablation progress within the drilling channel, offers a precise and non-touching means for real-time detection of the drilling depth.

In addition to borehole depth, this technique of detection predicts the termination of the drilling process as well, since the shockwave radius decreases significantly. However, detecting the breakthrough for drilling metals only works well when using the helical drilling-mode. For drilling in ceramics, both helical drilling and percussion-mode allow detecting the breakthrough. Drilling micro holes in CrNi steel does not allow detecting the breakthrough due to an irregular opening mechanism on the work piece's rear side. In the later case, finding a reliable expansion dynamic predicting the breakthrough was not possible.

Apart detecting the borehole's depth and its termination, the presented monitoring system is also able to determine the outlet diameter. As the outlet opening widens, the radius of the shockwave decreases proportionally. With this linear correlation, it is fairly simple to measure the outlet diameter, which is a substantial geometric feature for many applications.

Having reached the maximum outlet diameter, the ablation process ceases and shockwaves are no longer emitted. This fact offers a precise signal when the machining process is completed.

Moreover, detailed diagnosis of dynamic shockwave expansion has shown that particle ignited dielectric breakdowns within the drilling channel can result in inaccurate measurements. After numerous experiments, some solutions to avoid the negative impact of plasma coupling were found. Beyond reducing the power density beneath the threshold for plasma ignition, helical drilling offers a method far better suited for detecting drilling depth than percussion drilling does.

Also based on optical process emissions, another method for monitoring various process phases was established. The momentary ablation rate was identified to correlate with the temporal integral of optical process emissions. Tracking the temporal change of this emissions combined with subsequent algorithmic analysis allow to pinpoint the breakthrough as well as the moment of maximum outlet width. For monitoring optical process emissions, a co-axial detector was used. This co-axial alignment presents a neat option for monitoring emitted process signals within boreholes, even at high aspect ratios.

Due to their high reproducibility and validity of the inspected process emissions, a real-time monitoring system based on co-axial detection could be realized. A modified setup was used to stop the drilling process as soon as a breakthrough is detected. With this setup, the monitoring system can be used for automatic process control and can therefore act as a closed-loop arrangement.

The designed sensor unit consists of one single detector and a specific optical filter adjusted to the process emission spectrum. Its small and compact size offers a simple way to integrate the unit in consisting manufacturing tools. The recorded data is led to a processing unit where it is digitalized, visualized and finally interpreted by a specifically designed algorithm. Comparing the results between controlled and uncontrolled drilling, the difference clearly shows the high reliability of the monitoring system. It further highlights that automated real-time monitoring systems are inevitable as drilling processes are highly dynamic and complex.

Next to camera-based imaging of laser-induced shockwaves and co-axial monitoring of optical process emissions, additional results were obtained. Measuring the ratio of ionized particles within the plasma plume using a conducting electrode, and capturing acoustic process emission of airborne and solid-borne sound, are also quite promising means for detecting the breakthrough, or for monitoring the widening of the outlet. This has been shown during experiments and demonstrates reasonable potential for monitoring drilling processes involving ultra short laser pulses. Yet, on this field research is still at its onset and further experimental work is necessary.

Process monitoring for drilling techniques with ultra short laser pulses is a recent subject matter but its importance for industrial applications gains constantly. This work will provide a starting point for further research and development within the subject and might accelerate an implementation in industrial environments.

1 Einleitung

1.1 Ausgangslage

Der Laser hat sich in den vergangenen Jahrzehnten zu einem wichtigen und zuverlässigen Werkzeug in zahlreichen Anwendungsfeldern der industriellen Fertigungstechnik entwickelt. Seine Vorteile hinsichtlich der Bearbeitungsqualität, der Produktivität, der Automatisierbarkeit sowie der Vielseitigkeit eröffnen der Lasertechnik ein erhebliches Wachstumspotenzial nicht nur in bereits etablierten Anwendungsbereichen, sondern auch in weiteren bisher nicht abgedeckten Arbeitsgebieten.

Gerade im Bereich der Mikrobearbeitung von Metallen hat sich die Laserstrahlung aufgrund ihrer hervorragenden Fokussierbarkeit als besonders nützliches Werkzeug erwiesen. Bei der Herstellung von Bauteilen bzw. der Einbringung von Strukturen, welche oftmals Abmessungen im μm -Bereich aufweisen, zeichnet sich die Lasertechnik gegenüber den konkurrierenden mechanischen und nass- bzw. elektrochemischen Verfahren durch zahlreiche Vorzüge aus. Die kontaktfreie Bearbeitung ohne Werkzeugverschleiß und die hohe Flexibilität bezüglich der herzustellenden geometrischen Form bei gleichzeitig hoher Formtreue sind nur die wichtigsten Vorteile dieses Präzisionswerkzeugs. Vor diesem Hintergrund hat sich in der Vergangenheit eine große Anzahl an Anwendungen entwickelt, bei welchen der Materialabtrag durch die Beaufschlagung des Bauteils mit gepulster Laserstrahlung erfolgt. Dazu zählt die Einbringung tausender lasergebohrter Löcher in Kraftstofffilter im Automobilbau [1] genauso wie die Erzeugung von Schmierbohrungen in Motorkomponenten [2] und von Kühlbohrungen in Turbinenschaufeln [3, 4]. Im Bereich des Oberflächenstrukturierens werden in tribologisch beanspruchte Oberflächen, wie beispielsweise bei Gleitlagern oder Zylinderlaufbuchsen, kleinste flache Strukturen eingebracht, um ihre Gleiteigenschaften zu verbessern [5, 6]. Vor allem haben jedoch die hohen Anforderungen an die Formtreue und Wiederholgenauigkeit von Präzisionsbohrungen, welche in Dieseleinspritzdüsen im KFZ-Bereich eingebracht werden, in jüngster Zeit zu der Weiterentwicklung der Technik des Laserbohrens beigetragen. Die geforderten hohen Aspektverhältnisse mit Bohrungsdurchmessern unterhalb von $100\mu\text{m}$ in einem 1 mm dicken Stahlkörper stellen jedoch weiterhin eine große Herausforderung an den Bearbeitungsprozess dar.

In den bisher dargestellten Anwendungen gepulster Laserstrahlung in der industriellen Mikrobearbeitung von Metallen werden überwiegend Pulsdauern im Milli- und Mikrosekundenbereich eingesetzt. Erst seit wenigen Jahren erfolgt eine verstärkte Einführung leistungsfähiger Laserstrahlquellen mit Pulsdauern im Nanosekundenbereich in der Fertigung. Die erreichbare Präzision der Bearbeitung ist in diesem Pulsdauerregime jedoch in vielen Fällen immer noch unzureichend. Bei solch vergleichsweise langen Pulsdauern erfolgt der Materialabtrag überwiegend in schmelzflüssiger Form, so dass qualitätsbeeinträchtigende Schmelzanhaftungen an den Bohrungswänden und an der Materialoberfläche zurückbleiben.

Die Ergebnisse einiger Studien haben jedoch gezeigt, dass sich durch eine weitere Verkürzung der Einwirkdauer des Laserstrahls, d.h. durch den Einsatz von Pulsdauern im Ultrakurzpulsbereich, eine erhebliche Qualitätsverbesserung erzielen lässt [7–9]. Die Erforschung des Potenzials der ultrakurzen Laserpulse im Femtosekunden- und Pikosekundenbereich für fertigungstechnische Anwendungen ist im letzten Jahrzehnt aus diesem Grund Gegenstand zunehmender Forschungsaktivitäten geworden. Es wurde gezeigt, dass die Verkürzung der Pulsdauer auf Werte unter 10 ps in der Tat eine deutliche Steigerung der Bearbeitungsqualität bewirkt, welche den höchsten Anforderungen entspricht. In Verbindung mit der verfahrenstechnischen Bearbeitungsstrategie des Wendelbohrens konnte eine nahezu schmelzfreie Bearbeitung nachgewiesen werden [10]. Hierbei erfolgt eine kreisförmige Relativbewegung zwischen Werkstück und Laserstrahl, so dass die Bohrungsgeometrie im Wesentlichen von dessen Kreisbewegung bestimmt wird. Die eigentliche Abtragsfront bewegt sich auf einer spiralartigen Bahn ins Werkstück, wobei im Gegensatz zum Perkussionsbohren (Beaufschlagung einer einzigen Bearbeitungsstelle mit Laserpulsen) eine höhere Formtreue der Bohrungsgeometrie erzeugt wird. Die dabei erreichbare hohe Bearbeitungsqualität geht allerdings mit einer Reduzierung der Produktivität einher. Zum Einen wird in diesem Pulsdauerregime eine geringere pro Puls abgetragene Materialmenge realisiert, zum Anderen sind die Strahlquellen mit Pulsdauern im Femto- und Pikosekundenbereich relativ komplexe Systeme mit niedrigen Repetitionsraten im einstelligen Kilohertzbereich, wodurch pro Bohrung typischerweise mehrere zehn Sekunden Bearbeitungszeit benötigt werden.

Seit jüngster Zeit stehen allerdings kommerzielle, industrietaugliche Laserstrahlquellen mit Pulsdauern von wenigen Pikosekunden, erheblich höheren Pulswiederholraten (bis 500 kHz) und hohen mittleren Leistungen (bis 50 W) zur Verfügung [11]. Durch solche neuartige Laserstrahlquellen lässt sich die Schwelle der Wirtschaftlichkeit des Laserbohrens mittels ultrakurz gepulster Strahlung überwinden, so dass zukünftig der Einsatz der Ultrakurzpulstechnologie nicht auf den Labormaßstab beschränkt bleiben muss. Ganz im Gegenteil ist in den nächsten Jahren mit einem verstärkten Transfer vielfältiger An-

wendungen ins industrielle Umfeld zu rechnen.

Gerade bei der bereits erwähnten Einbringung von Mikrobohrungen mit hohem Aspektverhältnis in Dieseleinspritzdüsen im KFZ-Bereich ist die verfahrenstechnische Prozessentwicklung so weit vorangeschritten, dass Bohrungen mit hoher Qualität in einer wirtschaftlich sinnvollen Bearbeitungsdauer erzeugt werden können. Neben der Wirtschaftlichkeit und der erzielbaren Qualität bestimmen allerdings weitere nicht minder wichtige Faktoren die Einführung dieses Verfahrens in die Massenfertigung. So ist die exakte Einhaltung des geforderten Bohrungsaustrittsdurchmessers für die technische Nutzung der Einspritzdüse besonders wichtig, da er als relevante Größe nicht nur den Kraftstoffdurchfluss, sondern auch das Sprühbild des Fluids bestimmt. Neben den extremen Anforderungen an die Morphologie und die geometrischen Abmessungen der Bohrung besteht seitens der Hersteller der Wunsch, weitere qualitätsbestimmende Größen im Verlauf des Laserbohrprozesses zu erfassen und damit gegebenenfalls regelnd in den Prozess eingreifen zu können. Eine erhebliche Steigerung der Einhaltung der Maßhaltigkeit der Bohrung sowie eine höhere Reproduzierbarkeit wären dabei die Folge.

1.2 Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Vor dem Hintergrund stetig zunehmender Anforderungen an Qualität und Produktivität des Laserbohrprozesses rückt neben der weit vorangeschrittenen Verfahrensentwicklung insbesondere die Überwachung und Sicherung des Bearbeitungsprozesses immer stärker in den Vordergrund. Erst mit Hilfe eines automatisierten Überwachungssystems lassen sich eine hohe Reproduzierbarkeit, eine Reduzierung des Ausschusses und eine Verkürzung der Bearbeitungsdauer sicherstellen. Als überwachungsrelevante Größen bzw. wichtige Charakteristika des Bohrprozesses sind hierbei die aktuelle Bohrungstiefe, der Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs durch die gesamte Materialstärke, der Durchmesser der Austrittsöffnung (Aufweitung der Bohrkapillare) und das Erzielen der maximal erreichbaren Größe der Austrittsöffnung (Prozessende) zu nennen. Eine Echtzeit-Überwachung dieser Größen ermöglicht nicht nur eine Sicherung des Endergebnisses, sondern erlaubt dem Hersteller bei auftretenden Abweichungen von der Sollgeometrie, regelnd in den Laserbohrprozess eingzugreifen.

Zwar existieren auf dem Gebiet des Laserbohrens mit Pulsdauern im ns-Bereich eine Vielzahl an experimentell erprobten oder gar in der Fertigung eingesetzten Messverfahren bzw. Überwachungsmethoden. Ihre erfolgreiche Übertragung auf das Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen lässt sich allerdings aufgrund eines völlig unterschiedlichen physikalischen Abtragsmechanismus nicht ohne eingehende experimentelle Verifizierung

umsetzen. Auf dem vergleichsweise jungen Anwendungsfeld der Mikromaterialbearbeitung mit Femtosekunden- oder Pikosekundenpulsen sind die verfügbaren Ergebnisse zur Überwachung der Bearbeitung noch rudimentär und haben das Stadium der universitären Forschung noch lange nicht verlassen. Zum heutigen Zeitpunkt der Forschung ist die Zuordnung der vom Prozess emittierten Signale zu den qualitätsrelevanten Größen nur in Ansätzen untersucht. Für die Konzipierung eines übergeordneten Qualitätssicherungssystems ist die Überwachung von Einflussgrößen wie z.B. der Fokuslage oder der Laserleistung als qualitätsrelevantes Kriterium hingegen nur bedingt oder gar nicht geeignet. Ziel für die Entwicklung eines online-Qualitätssicherungssystems muss deshalb sein, prozessbeschreibende Indikatoren zu finden, die Qualitätsmerkmale entweder direkt darstellen (beispielsweise Bohrungstiefe) oder mit den qualitätsrelevanten Größen des Laserbohrprozesses korrelieren (z.B. optisches Prozessleuchten). Sind diese Größen in ihrem Einfluss auf das Bohrergebnis separierbar, ist die Grundlage für eine Qualitätsüberwachung geschaffen.

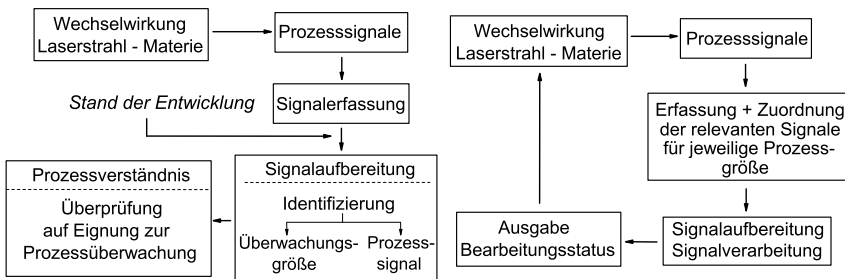


Bild 1.1: Schematische Darstellung der Vorgehensweise bei der wissenschaftlichen Entwicklung eines Überwachungskonzepts (linke Darstellung). Nach der Erfassung unterschiedlicher Prozesssignale muss eine Identifizierung zwischen der zu überwachenden Prozessgröße und dem entsprechenden prozessbeschreibenden Signal erfolgen. Erst im nächsten Schritt kann der Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen hinsichtlich einer Eignung zur Prozessüberwachung ermittelt werden. Der aktuelle Stand der Entwicklung auf dem Gebiet des Laserstrahlbohrens mit ultrakurzen Pulsen ist im Diagramm durch einen Pfeil gekennzeichnet. Auf der rechten Seite ist eine idealisierte Darstellung eines industriell eingesetzten, experimentell evaluierten Überwachungssystems wiedergegeben. Nach der Erfassung eines der entsprechenden Überwachungsgröße zugeordneten Prozesssignals wird dieses mit einem angepassten Auswertalgorithmus ausgewertet, und der aktuelle Bearbeitungsstatus ausgegeben. Anhand dieses Signals wird die Bearbeitung fortgesetzt bzw. abgeschlossen.

In Bild 1.1 sind die Flussdiagramme eines Überwachungsablaufs in der industriellen Umgebung (rechte Darstellung) und die Vorgehensweise bei der wissenschaftlichen Entwicklung eines Überwachungskonzepts (linke Darstellung) wiedergegeben. Während beim

geschlossenen Überwachungs- und Regelkreis des evaluierten Industriesystems die Zuordnung der relevanten Prozesssignale zu der jeweils zu detektierenden Qualitätsgröße problemlos erfolgt, muss im anderen Fall diese Zuordnung zunächst aus zahlreichen experimentellen Untersuchungen erschlossen werden. Im nächsten Schritt muss die Eignung des detektierten Prozesssignals zur Prozessüberwachung hinsichtlich mathematischer Abhängigkeiten überprüft werden, womit bei einer eindeutigen Korrelation zwischen den Größen der Schritt zur Vorstufe eines industrierelevanten Überwachungssystems realisiert ist. Der aktuelle Stand der Entwicklung der Qualitätssicherung beim Bohren von metallischen Materialien mit ultrakurz gepulster Strahlung ist in der linken Darstellung mit einem Pfeil gekennzeichnet.

Vor diesem Hintergrund ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, Ansätze für eine Prozessüberwachung beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen aus physikalischer Sicht zu evaluieren, wobei ein möglichst umfassendes Spektrum an Prozessemissionen in die Untersuchungen miteinbezogen werden soll. Die vielversprechensten Methoden sollen näher charakterisiert und auf ihre Eignung zu Zwecken der Prozesssicherung im industriellen Umfeld hin eingestuft werden. Im Mittelpunkt der Arbeit steht dabei die qualitative Analyse der grundlegenden Zusammenhänge zwischen den prozessbedingten Signalen und den zu detektierenden qualitätsrelevanten Größen. Im Laufe der experimentellen Untersuchungen sollen nicht nur entsprechende Signalerfassungssysteme, sondern auch Signalaufbereitungs- sowie Auswertalgorithmen entwickelt werden.

Bei vielen speziellen Anwendungen, zu denen ebenfalls das Bohren von Dieseleinspritzdüsen im KFZ-Bereich mitzählt, bestehen weitere Anforderungen an die räumliche Anordnung der Sensoren in der bestehenden Anlage. Vor allem aufgrund der stark eingeschränkten Zugänglichkeit der Bauteilrückseite wird in solchen Fällen die Positionierungsmöglichkeit der Überwachungseinheit erheblich eingeschränkt. Besonderes Augenmerk muss daher im Laufe der Untersuchungen auf die Realisierung der Überwachungskonzepte auf der laserzugewandten Seite des zu bearbeitenden Werkstücks gelegt werden.

2 Grundlagen abtragender Laserverfahren

2.1 Materialabtrag mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2.1.1 Energieeinkopplung

Am Anfang eines jeden Lasermaterialbearbeitungsprozesses steht die Übertragung eines möglichst großen Teils der Laserenergie in die zu bearbeitende Materie. Die senkrecht zur Oberfläche einfallende Laserstrahlung wird an der Grenze zwischen Umgebungsatmosphäre und Festkörper aufgrund deren verschiedener Brechungsindizes nach den Fresnelgleichungen und dem Brechungsgesetz zum Teil reflektiert, wobei die Reflexion vom Brechungsindex und vom Absorptionsindex des Materials abhängt [12]. Dieser Anteil wird durch den Reflexionsgrad R beschrieben. Der verbleibende Anteil der Laserstrahlung dringt in den Festkörper ein und wird unter Vernachlässigung der Transmission, wie es für metallische Werkstoffe moderater Materialstärke angenommen werden kann, absorbiert. Dieser im Werkstoff absorbierte Leistungsanteil bestimmt den Materialabtrag und wird durch den Absorptionsgrad $A = 1 - R$ beschrieben.

Bei ihrer Propagation im Festkörper wird die Intensität der Strahlung entlang der Tiefe z gemäß dem Lambert-Beerschen Gesetz

$$E(z) = E_0 e^{-\alpha z} \quad (2.1)$$

abgeschwächt. Dabei beschreiben E_0 die gesamte eingekoppelte Intensität der Laserstrahlung und α den Absorptionskoeffizienten, welcher vom werkstoffspezifischen Absorptionsindex κ und der Wellenlänge der Laserstrahlung abhängt. Bei einer Eindringtiefe $l_\alpha = 1/\alpha$ wird die Intensität der Strahlung auf $1/e$ abgeschwächt. In stark absorbierenden Materialien wie Metallen wird der eingekoppelte Strahlungsanteil vollständig in einer Schicht absorbiert, deren Dicke eine Größenordnung kleiner als die Wellenlänge ist.

Bei der Herstellung von Laserbohrungen mit hohen Aspektverhältnissen trifft der Laserstrahl während der Ausbildung der Bohrkapillare teilweise unter großen Einfallswinkeln auf die Bohrwand. Wie im Bild 2.1 dargestellt ändert sich dabei der Absorptionsgrad mit

dem Einfallswinkel und der Polarisation der Laserstrahlung. Für die Polarisationskomponente, welche parallel zur Einfallsebene orientiert ist (p-Polarisation, \parallel), wächst der Absorptionsgrad ausgehend vom senkrechten Einfall bei $\beta = 0^\circ$ mit zunehmendem Einfallswinkel bis zu einem Maximalwert beim so genannten Brewsterwinkel kontinuierlich und fällt anschließend auf ein Minimum ab. Die Einfallsebene wird dabei durch den Wellenvektor \vec{k} und dem Lot der Materialoberfläche aufgespannt. Das senkrecht polarisierte Licht (s-Polarisation, \perp) zeigt dagegen einen kontinuierlichen Abfall des Absorptionswertes mit wachsendem Einfallswinkel. Dementsprechend können sich die Absorptionsgrade und somit auch die Energieeinkopplung im Bereich des Brewsterwinkels je nach Polarisation erheblich unterscheiden und den Abtragsprozess bei der Herstellung von Bohrungen mit hohem Aspektverhältnis entsprechend beeinflussen.

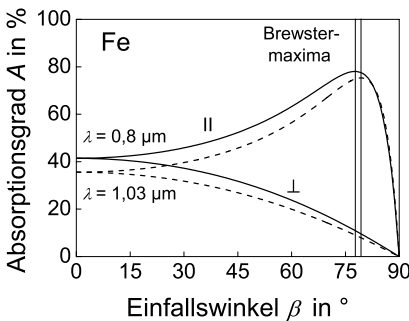


Bild 2.1: Winkelabhängigkeit des Absorptionsgrades von reinem Eisen für die Wellenlängen der in dieser Arbeit verwendeten Lasersysteme. Je nach Polarisationskomponente wird die einfallende Laserstrahlung unterschiedlich absorbiert. Der maximale Absorptionsgrad wird beim sogenannten Brewsterwinkel erreicht, für den die reflektierten und ins Material gebrochenen Lichtstrahlen gerade senkrecht aufeinander stehen. Die durchgezogene Kurve gibt das Absorptionsverhalten bei einer Wellenlänge von $0,8\ \mu\text{m}$, die gestrichelte bei $1,03\ \mu\text{m}$ wieder. Erforderliche physikalische Konstanten zur Berechnung des Funktionverlaufs sind [13] entnommen worden.

2.1.2 Zwei-Temperatur-Modell

Die auf die Materialoberfläche einfallende Laserstrahlung wird zunächst lokal von den leicht beweglichen Elektronen im Festkörper absorbiert. Über die Stoßvorgänge der Elektronen untereinander findet während einer Zeitspanne von 100 fs eine Thermalisierung des elektronischen Systems statt [14]. Die Energieübertragung an das Kristallgitter findet durch Stöße mit angeregten Elektronen statt, was nach und nach zu seiner Erwärmung führt. Dieser Übergang wird dabei wesentlich durch die materialspezifische Elektron-Phonon-Relaxationszeit τ_{ep} bestimmt. Bei Metallen mit starker Kopplung zwischen den beiden Systemen, wie beispielsweise Eisen, liegt die charakteristische Relaxationszeit τ_{ep} im Bereich von 0,5 ps, bei solchen mit schwächerer Kopplung, wie beispielsweise Kupfer, kann sie bis zu eine Größenordnung höher liegen [15]. Erst nach

Ablauf eines Vielfachen dieser Zeit stellt sich ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen den beiden Teilsystemen ein. Dieses Gleichgewicht wird für Metalle typischerweise nach einigen 100 ps erreicht [16]. Die Beschreibung der thermischen Reaktion des Materials auf die optische Anregung erfolgt dabei je nach der eingesetzten Laserpulsdauer durch verschiedene Modelle (vgl. Bild 2.2).

Bei der Materialbearbeitung mit langen Laserpulsen, deren Pulsdauer erheblich über der Elektron-Phonon-Relaxationszeit des Festkörpers liegt, erfolgt die Thermalisierung des Gitters noch innerhalb der Pulsdauer. Die Erwärmung des Werkstücks folgt daher dem zeitlichen Energieverlauf des Laserpulses. Die im Festkörper deponierte Energie kann während des Laserpulses in Form von Wärme in tiefere, nicht bestrahlte Materialschichten diffundieren. Die Eindringtiefe wird dabei als thermische Diffusionslänge l_{th} bezeichnet und kann über die Gleichung

$$l_{th} = 2\sqrt{\kappa_{th}\tau_H} \quad (2.2)$$

berechnet werden. Neben der materialspezifischen thermischen Diffusivität κ_{th} ist die Tiefe durch die Pulsdauer τ_H bestimmt. Daraus ergeben sich für Pulsdauern von wenigen ns Wärmeeindringtiefen von bis zu 1 μm , welche somit wesentlich über den Werten der optischen Eindringtiefe l_α bei Metallen liegen. Wird bei der Absorption genug Energie im Festkörper deponiert, so kann die lokale Temperatur die Schmelztemperatur T_m übersteigen, was Gefügeveränderungen und Schmelzbildung zur Folge hat und die Qualität der Bearbeitung dadurch erheblich herabsetzt [17].

Für Laserpulsdauern, welche in der Größenordnung der Elektron-Phonon-Relaxationszeit τ_{ep} des Materials oder darunter liegen, kann der Thermalisierungsvorgang zwischen den absorbierenden Elektronen und den Atomrümpfen nicht mehr innerhalb der Bestrahlungsdauer stattfinden. Die Umsetzung der Laserpulsenergie in thermische Energie des Festkörpers kann in diesem Fall nicht durch das klassische Wärmeleitungsmodell beschrieben werden. Stattdessen ist der verzögerte Energietransport zwischen den beiden Teilsystemen zu berücksichtigen. Zur Beschreibung der Absorption ultrakurzer Laserpulse in Metallen hat sich daher das sogenannte Zwei-Temperatur-Modell etabliert, in dem den Elektronen und dem Gitter zwei unterschiedliche Temperaturen zugeordnet werden [17–19]. Diesem Modell zufolge wird die gesamte Laserpulsenergie von den Elektronen in einer oberflächennahen Schicht der Größenordnung l_{opt} aufgenommen, wodurch die Elektronentemperatur sehr hohe Werte annimmt. Je nach Elektron-Phonon-Relaxationszeit geben die Elektronen ihre Wärme innerhalb einiger ps an das Metallgitter weiter. Aufgrund der kurzen Einwirkdauer des Laserpulses wird seine gesamte Energie während der Thermalisierungszeit in das Werkstück eingekoppelt. Das

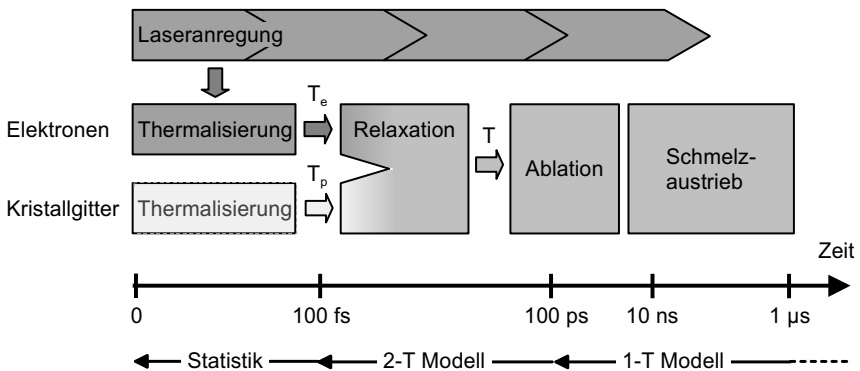
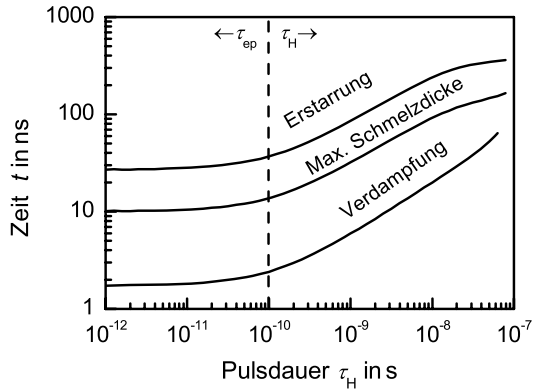


Bild 2.2: Schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufs verschiedener Teilprozesse beim Abtragen von Metallen mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung [21]. Nach der Einwirkung des Laserpulses wird die absorbierte Laserenergie zunächst von den schwach gebundenen bzw. freien Elektronen absorbiert. Durch Stoßvorgänge untereinander findet noch innerhalb der Pulsdauer die Thermalisierung des Elektronensystems statt. Das thermodynamische Gleichgewicht zwischen Elektronen und Gitter stellt sich hingegen auf einer deutlich längeren Zeitskala ein und kommt erst nach dem Ende des Pulses zum Abschluss. Der eigentliche Abtrag und der Schmelzaustrieb erfolgen erst zu deutlich späteren Zeiten bis hin in den μs -Bereich. Die angegebenen Prozesszeiten sind als Anhaltspunkte zu sehen. Sie werden vor allem bei längeren Zeiten stark durch die Prozessparameter beeinflusst.

Gitter erhitzt sich auf die thermodynamisch kritische Temperatur, wodurch Phasenübergänge in den gasförmigen Zustand oder gar die Bildung von Plasma möglich ist. In diesem Fall ist die zeitliche Temperaturentwicklung des Metallgitters unabhängig von der Pulsdauer und wird maßgeblich durch die materialspezifische Kopplung zwischen den Elektronen und den Atomrümpfen bestimmt. Die Verkürzung der Pulsdauer kann somit zu einer Erhöhung der Bearbeitungsgenauigkeit und zu einer erheblichen Steigerung der Abtragsqualität führen. Dies kann einerseits mit der durch die kurze Pulsdauer bedingten hohen Intensität und den sich daraus ergebenden hohen Verdampfungsraten erklärt werden. Andererseits kann bei ultrakurzen Pulsen die thermische Eindringtiefe vernachlässigt werden, welche für dieses Pulsdauerregime in der Größenordnung von l_{opt} liegt [20]. Eine vollkommen schmelzfreie Bearbeitung ist jedoch alleine durch eine weitere Verringerung der Pulsdauer nicht möglich. Wie umfangreiche Rechnungen zeigten, nimmt die Dicke der Schmelzschicht an Bohrungswänden nur bis zu einem bestimmten Wert der Pulsdauer ab. Bei Pulsdauern, welche im Bereich der Elektron-Phonon-Relaxationszeit des zu bearbeitenden Materials liegen, bleibt der Wert der Schmelzschichtdicke konstant, was auf einen thermischen Abtragsmechanismus auch bei der Bearbeitung mit

ultrakurz gepulster Laserstrahlung hindeutet [21]. Bild 2.3 verdeutlicht abschließend die grundsätzlichen Unterschiede zwischen der Bearbeitung mit kurzen und ultrakurzen Laserpulsen. Während die charakteristischen Zeiten für Teilprozesse wie die Verdampfung, das Erreichen der maximalen Einschmelztiefe und die Erstarrung bei Pulsdauern unterhalb von etwa 100 ps im Wesentlichen durch die Relaxationszeit τ_{ep} bestimmt werden, zeigen diese Größen im Pulsdauerregime jenseits dieser Marke eine eindeutige Abhängigkeit von τ_H .

Bild 2.3: Berechnete charakteristische Zeiten für die Verdampfung, das Erreichen der maximalen Einschmelztiefe und die Erstarrung der Schmelze bei der Ablation von Aluminium mit Laserpulsen unterschiedlicher Pulsdauer. Bei der Bearbeitung mit Pulsdauern, welche weit oberhalb der Elektron-Phonon-Relaxationszeit τ_{ep} liegen, zeigt sich eine eindeutige Beeinflussung des Prozesses durch τ_H . Bei kürzeren Pulsen ist dagegen eine material-spezifische Sättigung festzustellen [21].



2.1.3 Dynamik der Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Materie

Die Bearbeitung von Metallen mit gepulster Laserstrahlung ist ein thermischer Fertigungsprozess, bei dem der über die Materialoberfläche absorbierte Energieanteil zur Erwärmung des Festkörpers führt. Durch die hohen Leistungsdichten und die kurze Einwirkdauer der Strahlung wird das Material, wie in Bild 2.4 dargestellt, innerhalb kürzester Zeit aufgeschmolzen, verdampft und teilweise ionisiert. Diese nacheinander ablaufenden physikalischen Vorgänge wechselwirken in komplexer Weise miteinander und können sich dabei gegenseitig beeinflussen.

Nach Bestrahlung mit einem ultrakurzen Puls geht die bis auf die überkritische Temperatur erhitzte oberflächennahe Materialschicht innerhalb kürzester Zeit in den gasförmigen Zustand über, was mit einer schlagartigen Volumenausdehnung verbunden ist. Das abdampfende Material expandiert dabei mit Geschwindigkeiten von bis zu mehreren 10 km/s in die Umgebungsatmosphäre, wodurch das Gas stark komprimiert wird und

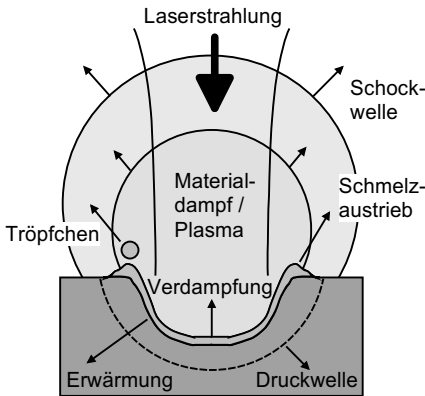


Bild 2.4: Schematische Darstellung des Bohrprozesses bei der Bearbeitung mit gepulster Laserstrahlung. Durch die Absorption der Laserstrahlung wird das Material aufgeschmolzen, verdampft und teilweise ionisiert. Die schlagartige Verdampfung führt zur Entstehung von starken Stoßwellen, welche sich sowohl in die Umgebungsatmosphäre als auch ins Materialinnere in Form von Körperschallwellen ausbreiten. Der Dampfdruck treibt zudem die Schmelze aus der Bohrung aus. Die Schmelze lagert sich am Rand der Bohrung in Form eines Grates ab oder löst sich als Tröpfchen ab (nach [21,25]).

sich in Form einer Stoßwelle vor dem eigentlichen Abtragsmaterial in die Atmosphäre ausbreitet [22–24].

Ein Teil der Pulsenergie wird selbst bei Verwendung von ultrakurzen Laserpulsen in Form von Wärme im Werkstück deponiert, so dass die Bearbeitungsqualität eine starke Abhängigkeit von der Energiedichte der Bestrahlung zeigt. Beim Einsatz mittlerer bis höherer Energiedichten, wie sie typischerweise bei der Herstellung von Bohrungen mit hohem Aspektverhältnis eingesetzt werden, sind eine verstärkte Schmelzbildung und Schmelzablagerungen zu beobachten. Eine Energiedichte, welche zwei bis drei Größenordnungen über der Abtragsschwelle des Materials liegt, führt noch während der Thermalisierungszeit des Gitters zur Bildung einer stark erhitzten Schmelzschicht unterhalb der expandierenden Materialdampf Wolke. Innerhalb dieser Schicht kommt es zur Ausbildung von homogenen Gasblasen, und das flüssige Metall wird durch einen explosiven Siedeprozess in Form von heißem Metaldampf und Schmelztropfen abgetragen [26]. Dieser thermische Materialabtrag wurde in [27,28] bis in den Mikrosekundenbereich nach der Einwirkung des Laserpulses diagnostisch nachgewiesen. Gleichzeitig übt die expandierende Materialdampf Wolke einen Rückstoß auf den zurückbleibenden Schmelzfilm aus, welcher in der Folge eine Beschleunigung in Richtung des Randes der Wechselwirkungszone erfährt. Gerade zu Beginn des Abtragsprozesses macht sich diese Schmelzbewegung durch die Bildung eines Grates bemerkbar [29].

Über die Schmelze wird der Rückstoß des ablatierten Materials an den darunterliegenden Festkörper übertragen. Dies führt zur Erzeugung von starken Stoßwellen, welche sich mit Schallgeschwindigkeit durch den Festkörper ausbreiten und vor allem bei porösen Werkstoffen noch in großer Entfernung von der Wechselwirkungszone (z.B. auf der Rückseite des Werkstücks) mechanische Schädigungen hervorrufen können.

Eine entscheidende Rolle bei der Materialbearbeitung mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung wird den laserinduzierten Plasmen zugeordnet, welche bei ausreichend hohen Strahlungsintensitäten in der Wechselwirkungszone von Laser, Umgebungsatmosphäre und Werkstück entstehen und aufgrund ihrer komplexen Wechselwirkung mit der Laserstrahlung den gesamten Bohrprozess sowohl positiv als auch negativ beeinflussen können.

2.2 Laserinduzierte Plasmen

Die Herstellung von Bohrungen mit hohen Aspektverhältnissen (≥ 10) erfordert den Einsatz verhältnismäßig hoher Pulsenergien, um Materialstärken von mehreren 100 μm Dicke in wirtschaftlich sinnvollen Zeiten zu durchbohren. Während der Bearbeitung werden dabei im fokussierten Laserstrahl häufig Leistungsdichten von 10^{12} – 10^{15} W/cm^2 erreicht. Bei diesen hohen Strahlungsintensitäten kann eine Ionisierung im Materialdampf, in der Umgebungsatmosphäre oder in beiden Bereichen zugleich stattfinden. Je nach Leistungsdichte und Prozessphase kommt es zur Ausbildung verschiedener Plasmaarten, welche sich in der Entstehungsregion und ihrer Wirkung auf den Prozess unterscheiden. Das Plasma kann in vielfältiger Weise – in Form von Reflexion, Absorption und Streuung – Einfluss auf die Strahlpropagation nehmen und darüberhinaus maßgeblich Prozesseffizienz und Bearbeitungsqualität beeinflussen. Aus diesem Grund sollen in den folgenden Abschnitten die verschiedenen Plasmaarten und einige Aspekte der Wechselwirkung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit Umgebungsatmosphäre und Ablationsprodukten näher erläutert werden.

2.2.1 Materialdampfplasma

Da die gesamte ins Material eingekoppelte Pulsenergie in einer wenige 10 nm dicken Oberflächenschicht absorbiert wird, findet dort eine nahezu vollständige Ionisation des Metalls statt, was zur Bildung eines dichten, hochionisierten Plasmas führt. Das betroffene Materialvolumen wird unmittelbar nach der Bestrahlung abgetragen und bildet dabei unter Expansion in die umgebende Atmosphäre eine Stoßwelle. Innerhalb der Stoßwelle kann der Abtragsprozess bis zu 100 ns nach der Beendigung des Laserpulses als Verdampfung erfolgen, was durch Visualisierung der Dynamik der Materialdampf Wolke mit diagnostischen Aufnahmetechniken nachgewiesen wurde [30].

Die Zusammensetzung der Materialdampf Wolke wird in erster Linie von der eingesetzten Intensität der Laserstrahlung bestimmt. Bei geringen Leistungsdichten besteht der

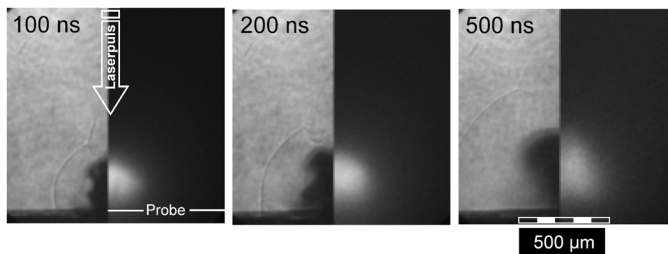


Bild 2.5: Visualisierung der Ausbreitung der Materialdampfwolke beim Abtragen von Aluminium mit einem 500-fs-Puls. Vergleich von Lumineszenz- (rechte Bildhälfte) und Resonanzabsorptionsfotografie (linke Bildhälfte). Die Verzögerungszeit nach dem Bearbeitungspuls ist jeweils links oben im Bild angegeben [30] ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q_p = 500 \mu\text{J}$, Fokussierung: $M^2 = 1,5$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 15 \mu\text{m}$, $H = 280 \text{ J/cm}^2$, Fokuslage 0).

Materialdampf neben neutralen Molekülen, Atomen und Partikeln auch aus Teilchenspezies in angeregten Energiezuständen sowie zu einem geringen Teil aus freien Elektronen und Ionen. Mit steigender Intensität geht der Anteil der Teilchenspezies im neutralen Zustand zurück, und der Anteil von Dampfspezies in energetisch angeregten oder vollständig ionisierten Zuständen nimmt zu. Dieses teilweise ionisierte Gas emittiert dabei Strahlung in einem breiten Spektralbereich, welche als Prozessleuchten während der Bearbeitung wahrgenommen wird, siehe Bild 2.5. Die zeitliche Entwicklung und Charakteristik der Lumineszenz der Abtragswolke hängt direkt mit dem Grad ihrer Ionisierung zusammen. Für optisch dichte Plasmen mit einer hohen Konzentration an freien Elektronen dominiert kurz nach dem Laserpuls eine spektral breitbandige kontinuierliche Intensitätsverteilung, welche überwiegend durch Elektron-Ion Rekombinationsvorgänge sowie Bremsstrahlung der ionisierten Spezies hervorgerufen wird. Mit zunehmender Zeit und einhergehend mit der Temperaturabnahme im Materialdampfplasma geht der Anteil des Kontinuums zurück, und die Rekombinationsvorgänge innerhalb der Wolke setzen verstärkt ein. Dies macht sich anhand charakteristischer, diskreter Linien im Emissionsspektrum bemerkbar. Im weiteren zeitlichen Verlauf geht die Intensität des Plasmaeigenleuchtens mit zunehmender Ausdehnung und Abkühlung der Abtragswolke immer weiter zurück, bis schließlich alle Rekombinationsvorgänge abgeschlossen sind und das Prozessleuchten erlischt.

Die Gesamtleuchstärke des Materialdampfplasmas hängt demnach von mehreren Faktoren ab. Zum Einen wird ihre integrale Intensität von der effektiv zum Abtrag zur Verfügung gestellten Pulsenergie und zum Anderem von der Anzahl der an den Übergängen beteiligten Spezies beeinflusst. Deren Anzahl wird direkt durch die Menge des pro Puls

abgetragenen Materials bestimmt, was eine mögliche Korrelation zwischen der Intensität des Prozessleuchtens mit dem Abtragsvolumen nahelegt [31, 32].

Die bei längeren Pulsdauern im Nanosekunden- und Sub-Nanosekunden-Bereich (mehrere 100 ps) häufig beobachtete Absorption der Laserstrahlung im Materialdampf spielt bei ultrakurzen Pulsen im Bereich weniger Pikosekunden wegen der extrem kurzen Pulsdauer nur eine untergeordnete Rolle. Begrenzt durch die endliche gasdynamische Expansionsgeschwindigkeit des Dampfes und somit geringe Ausbreitungsstrecke während der Pulsdauer kann die Wechselwirkung mit der Strahlung nur innerhalb einer oberflächennahen Materialschicht im Sub- μm -Bereich erfolgen. Eine Abschirmung der Abtragszone von der Laserstrahlung durch das Materialdampfplasma ist aus diesem Grund nicht möglich. Dennoch kann der Abtragsprozess auch in diesem Pulsdauerregime durch einen Energieübertrag aus dem Plasma ins Werkstück entscheidend beeinflusst werden. Beim Bohren ist dies besonders deutlich zu beobachten. Der Energieübertrag findet dabei in Form von Strahlung, Bombardierung der Bohrungswände durch energiereiche Teilchen und Wärmetransport nach Pulsende statt. Die Plasmawolke dient dabei als eine Art Wärmequelle im Nanosekundenbereich, welche die Volumenabtragsrate durch den radialen Abtrag der Bohrungswände zusätzlich erhöht. Zudem führt die Aufschmelzung des Materials zur Glättung der Wände und somit zur Erhöhung der Bearbeitungsqualität.

2.2.2 Partikelinitiiertes Plasma

Der bei der Ablation der Metalloberfläche mit ultrakurzen Pulsen anfallende Materialaustrag verweilt noch eine geraume Zeit in der Umgebungsatmosphäre im Bereich über der Abtragszone. Die Ablationswolke stellt dabei oft keinen reinen Gas- bzw. Gas-/Plasmazustand dar, sondern enthält häufig Partikel, welche entweder in dieser Form abgetragen werden oder zu einem späteren Zeitpunkt der Expansion aus der Akkumulation von ablatiertem Material hervorgehen [33]. Diese in der Gasphase schwebenden Materialcluster können teilweise noch Sekunden nach dem Laserpuls in der Wechselwirkungszone verbleiben und bei folgenden Pulsen einen partikelinitiierten Gasdurchbruch im Krater bzw. in der Bohrkapillare hervorrufen. Bei dieser Plasmaart handelt es sich um einen optisch induzierten, dielektrischen Durchbruch des Gases, dessen Initiierung gegenüber dem rein atmosphärischen Durchbruch (siehe nächstes Kapitel) durch das Vorhandensein der Partikel eine geringere Leistungsdichte des Lasers erfordert. Die Partikel im Strahlungsfeld stellen dabei Verunreinigungen mit geringem Ionisationspotenzial dar, welche die ersten freien Startelektronen zur Erzeugung freier Ladungsträger durch den Lawineneffekt zur Verfügung stellen. Die Durchbruchsschwelle wird dabei

durch die Anwesenheit der Ablationsprodukte von etwa 120 J/cm^2 beim rein atmosphärischen Luftdurchbruch auf $20 - 25 \text{ J/cm}^2$ herabgesetzt [34].

Der Effekt der langen Verweilzeit der Partikel in der Umgebungsatmosphäre kann in größeren Bohrtiefen noch zusätzlich verstärkt werden. Aufgrund des erschwerten Austriebs der Ablationsprodukte aus der Bohrkapillare durch konvektive Strömungen wird die Kondensation der Partikel begünstigt, und ihre Konzentration nimmt mit zunehmender Bohrungstiefe zu [35]. Beim Abtragsprozess mit repetierender Strahlung kommt es somit teilweise zu einer heftigen Zündung dieser Plasmaart durch Partikel, die bei vorausgegangenen Pulsen ablatiert wurden. Wegen der Ausbreitung der Ablationsprodukte innerhalb der Kapillare kann dieses Plasma weit von der eigentlichen Abtragszone entfernt entstehen, selbst wenn dorthin während der Bestrahlungsdauer kein frischer Materialdampf gelangen kann.

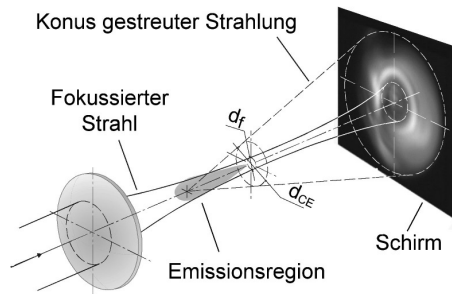
Die lokalen Veränderungen der optischen Eigenschaften der Dampf- bzw. Partikelwolke können diagnostisch mit interferometrischen oder fotografischen Methoden und Transmissionsmessungen erfasst werden [24,36]. Solche Untersuchungen zeigen, dass selbst bei ultrakurzen Pulsen ein erheblicher Teil der Strahlungsenergie das Werkstück nicht erreicht, obwohl dem ablatierten Material während der Bestrahlungsdauer kaum Zeit zur Ausbreitung bleibt. Die Ursache hierfür liegt unter anderem in der schnellen Entstehung eines partikelgezündeten Plasmas, das über Absorption und Streuung der Laserstrahlung Einfluss auf die Strahlpropagation bis zur Bearbeitungszone ausübt. Die in der Luft schwebenden Partikel wirken dabei wie Linsen, welche die Strahlung fokussieren, so dass unmittelbar hinter den Teilchen um einen Faktor 100 höhere Energiedichten auftreten als in der einfallenden Welle [21]. Somit wird die lokale Plasmabildung an zahlreichen Stellen innerhalb der Bohrung zusätzlich begünstigt, wodurch der einfallenden Laserstrahlung bei hohen Partikelkonzentrationen ein beachtlicher Energieanteil zur Ausbildung dieses Plasmas entzogen wird. Neben der Fokussierung der Strahlung dürfen die streuenden Eigenschaften der Partikelwolke nicht außer Acht gelassen werden. Untersuchungen mit Sub-ps-Pulsen zeigen, dass die Streuung bis zu 6% des gesamten Strahlungsanteils betragen kann, und die gestreuten Anteile mit steigender Energiedichte zunehmen [37].

2.2.3 Dielektrischer Gasdurchbruch

Wie bereits zu Beginn des Kapitels 2.2 beschrieben, kann ein fokussierter ultrakurzer Laserpuls aufgrund seiner hohen Leistungsdichte einen dielektrischen Durchbruch im Gas erzeugen. Die elektrische Feldstärke eines solchen Lichtfelds ist insbesondere bei

Pulsen im Femtosekundenregime ausreichend, um die im gasförmigen Medium vorhandenen freien Elektronen durch den Absorptionsprozess der inversen Bremsstrahlung so stark zu beschleunigen, dass es zu einer lawinenartigen Stoßionisation der Gasteilchen kommt. Weiterhin können über nichtlineare Effekte wie Multi-Photonen-Absorption weitere Startelektronen für den Lawineneffekt gebildet werden. Dadurch entsteht im Umgebungsgas auf extrem kurzen Zeitskalen (Femto- und Pikosekundenbereich) ein dichtes, heißes Plasma, das von Puls zu Puls vom neuen gezündet werden kann [38,39]. Während dieser kurzen Periode laufen zwischen dem Laserstrahl und dem gasförmigen Medium eine Vielzahl an nichtlinearen Wechselwirkungen ab. Basierend auf dem nichtlinearen optischen Kerr-Effekt kommt es noch innerhalb der Pulsdauer zur Selbstfokussierung des Strahlungsfeldes, was eine drastische Zunahme der Intensität nach sich zieht, und die instantane Bildung eines dielektrischen Luftdurchbruchs initiiert. Dabei werden im Zentralbereich des Plasmaobjektes derart hohe Leistungsdichten erzeugt, dass sich im entsprechenden Gasvolumen eine nahezu vollständige Ionisation nachweisen lässt [40]. Die hohe Elektronendichte führt ihrerseits zur Absenkung des Brechungsindex unter den Wert der Umgebungsatmosphäre, so dass dieser negative Refraktivitätsbeitrag zur Defokussierung der Laserstrahlung führt.

Bild 2.6: Schematische Darstellung der geometrischen Verhältnisse für *conical emission*. Aufgrund des optischen Kerr-Effekts kommt es zur Selbstfokussierung der Strahlung und damit zum Auslösen der nichtlinearen Wechselwirkungen mit dem Atmosphärgas bereits vor der nominalen Fokusebene. Die wellenlängenkonvertierten Strahlungsanteile werden dabei in einem Konus abgestrahlt, dessen Divergenz einen deutlich größeren Wert aufweist als die des ursprünglichen Strahls [9].



Die räumliche und zeitliche Modulation der Elektronendichte innerhalb der Plasmawolke ruft eine stark variierende und komplexe Brechungsindexverteilung hervor, welche sich negativ auf die weitere Propagation der Laserstrahlung bis zur Bearbeitungszone auswirkt. Die nichtlinearen Phänomene führen zu einer starken Aufweitung und Deformation des Strahlprofils im Fernfeld hinter dem Luftdurchbruchplasma (siehe Bild 2.6). Neben einer erheblichen Zunahme des Divergenzwinkels kommt es gleichzeitig zur Absorption der Strahlung und zur nichtlinearen Wellenlängenkonversion im Fokus des Laserstrahls. Die abgelenkte Strahlung breitet sich dabei im Wesentlichen kegelförmig aus, weswegen das Phänomen in der Literatur als *conical emission* bekannt ist [41,42].

Die räumliche Umverteilung der Strahlungsenergie bildet sich bei der Materialbearbeitung direkt auf das Bearbeitungsergebnis ab und beeinflusst somit erheblich die erzielbare Bearbeitungsqualität. So zeigen die in Bild 2.7 dargestellten Schliffe von Sacklochbohrungen deutlich einen ringförmigen Krater um ein tiefes zentrales Bohrloch herum. Für die Entstehung dieser Ringmuster sind die am dielektrischen Luftdurchbruch gestreuten Strahlungsanteile verantwortlich. Mit zunehmender Pulszahl schreitet das gesamte Abtragsprofil in die Tiefe voran, bis die zentrale Spitze die gesamte Materialstärke durchbricht. Bei genügend langer Bearbeitung erreicht auch die umgebende Ringstruktur die Probenunterseite, womit eine annähernd zylindrische Bohrkapillare erzielt wird. Deren Durchmesser wird jedoch durch die ringförmige Struktur definiert, welche den angestrebten Bohrungsdurchmesser erheblich überschreitet und die Präzision der Bearbeitung deutlich herabsenkt.

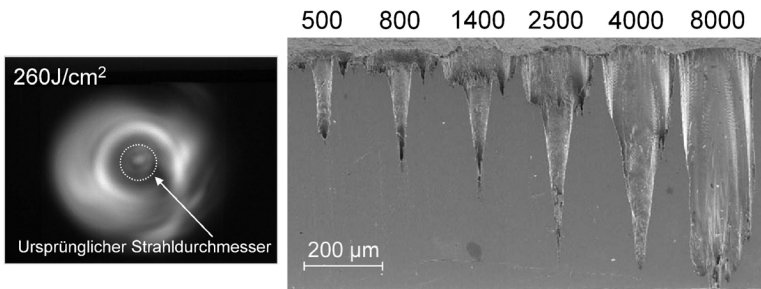


Bild 2.7: Auswirkung der *conical emission* auf das Strahlprofil im Fernfeld nach der Luftdurchbruchregion (links) und auf die Erzeugung von Mikrobohrungen (rechts). Die gestrichelte Kreislinie um den zentralen Fleck im linken Bild gibt die Größe eines ungestörten Strahlprofils an. Außerhalb dieses Rings sind die gestreuten Strahlungsanteile dargestellt. In der rechten Bildhälfte sind Schliffe entlang der Bohrungssache für Sacklochbohrungen in Stahl illustriert, die mit 500 – 8000 Laserpulsen im Perkussionsverfahren erzeugt wurden [43] ($\tau_H = 125$ fs, $\lambda = 800$ nm, $f_P = 1$ kHz, $Q_P = 640$ µJ, Fokussierung: $M^2 = 2$, effektive F -Zahl 9, $d_f = 18$ µm, $H = 260$ J/cm², Fokuslage 0).

Die im Rahmen der Verbundprojekte PRIMUS und PROMPTUS durchgeführten umfangreichen Arbeiten zur Charakterisierung und zur Vermeidung des Phänomens *conical emission* zeigen, dass die Entstehung dieses Effektes und seine Auswirkung auf das Bearbeitungsergebnis mit zahlreichen Größen und Parametern zusammenhängen. Da *conical emission* im Wesentlichen auf eine nichtlineare Wechselwirkung der intensiven Laserstrahlung mit dem Gasmedium in der Fokusregion zurückzuführen ist, liegt es nahe, zu folgern, dass sich durch eine Variation der Atmosphäreigenschaften einerseits und der Intensität der Strahlung andererseits die Auswirkungen der nichtlinearen Streuung positiv beeinflussen lassen. So zeigt sich, dass durch einen Wechsel des At-

osphärengases zu Gasarten mit hohem Ionisationspotenzial (z.B. Helium) sowie die Absenkung des Luftdrucks unter den Umgebungsdruck der gestreute Strahlungsanteil minimiert werden kann. Weiterhin konnte eine starke Abhängigkeit der nichtlinearen Effekte von der verwendeten Pulsdauer, der Energiedichte sowie der Wellenlänge der Laserstrahlung festgestellt werden. Insbesondere wirkt sich die Verlängerung der Pulsdauer und somit die Absenkung der Strahlungsintensität positiv auf die Verminderung der nichtlinearen Effekte im Gasdurchbruch aus. So lässt sich *conical emission* durch Kombination von Pikosekundenpulsen und Helium-Atmosphäre überaus effizient unterdrücken. Ist ein Wechsel der Umgebungsgasart nicht möglich, bietet der Einsatz von Strahlung im sichtbaren Spektralbereich ($\lambda = 515 \text{ nm}$) erhebliche Vorteile gegenüber der Strahlung im nahen infraroten Bereich ($\lambda = 1030 \text{ nm}$). Für eine detaillierte Darstellung der Ergebnisse sei an dieser Stelle auf die Arbeiten [25, 44, 45] verwiesen.

2.2.4 Zusammenfassung

Wie bereits in den vorherigen Kapiteln beschrieben, entstehen während der Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen wegen der extrem hohen Leistungsdichten im fokussierten Laserstrahl unterschiedliche Plasmatypen. Das bei längeren Pulsen dominierende Materialdampfplasma wird bereits durch relativ geringe Laserintensitäten hervorgerufen und entsteht direkt am Ort des Materialabtrags infolge der Wechselwirkung zwischen dem Laserpuls und dem zu bearbeitenden Material. Mit der Ausbildung einer Bohrkapillare ist verstärkt mit einem weiteren Typ von laserinduziertem Plasma zu rechnen, das durch Partikel in der Bohrung hervorgerufen wird. Bei diesem sogenannten partikelgezündeten Plasma handelt es sich um einen dielektrischen Gasdurchbruch, dessen Zündschwelle gegenüber dem rein atmosphärischen Durchbruch durch die kondensierten Ablationsprodukte innerhalb der Kapillare deutlich herabgesetzt wird. Aufgrund der Ausbreitung der abgetragenen Partikel in der Bohrung durch konvektive Strömungen kann diese Plasmaart weit von der eigentlichen Abtragszone entfernt auftreten, was gerade bei Mikrobohrungen mit hohem Aspektverhältnis deutlich wird. Wird zur Bearbeitung von metallischen Werkstoffen Strahlung mit vergleichsweise hoher Intensität eingesetzt ($I \gg 10^{12} \text{ W/cm}^2$), so kommt es im Bereich des Laserfokus in der Regel zur Bildung eines dielektrischen Durchbruchs des Atmosphärengases. Der Entstehungsort dieses Plasmatyps befindet sich typischerweise im Bereich oberhalb der Materialoberfläche, wie schematische Illustration in Bild 2.8 zeigt.

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Versuchs- sowie Parametereinstellungen haben einen entscheidenden Einfluss auf die Entstehung der dargestellten Plasmaarten. Die Verwendung von ps-Laserpulsen in Verbindung mit moderaten Energiedichten sowie die

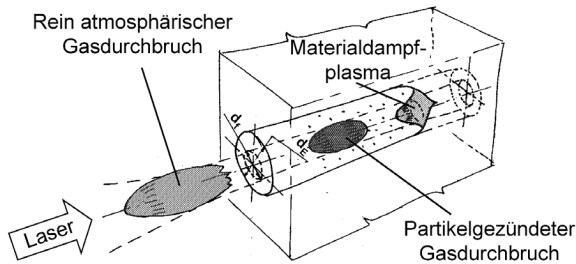


Bild 2.8: Schematische Darstellung der verschiedenen laserinduzierten Plasmaarten, welche beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen sowohl außerhalb als auch innerhalb der Bohrkapillare auftreten können [46].

Verlagerung der Fokusebene ins Werkstücksinnere führen dazu, dass die effektive Leistungsdichte unmittelbar oberhalb der Materialoberfläche die erforderliche Schwelle zur Zündung des dielektrischen Luftdurchbruchs nicht überschreitet. Somit können die mit der Entstehung dieses Plasmas einhergehenden nichtlinearen Effekte im Rahmen dieser Arbeit ausgeschlossen werden.

2.3 Laserinduzierte Stoßwellen

Durch die Bestrahlung eines Werkstücks mit einem ultrakurzen Laserpuls wird das bestrahlte Materialvolumen innerhalb kürzester Zeit erhitzt, verdampft und ionisiert. Das verdampfte Volumen steht dabei unter einem außerordentlich hohen Druck und expandiert mit hoher Geschwindigkeit in die Umgebungsatmosphäre. Durch den schnell abströmenden Materialdampf wird das Gas der Atmosphäre stark komprimiert und verdrängt. Als Folge entsteht eine Druckwelle, die sogenannte Stoßwelle, welche sich unter hoher Geschwindigkeit hemisphärisch in das umgebende Medium ausbreitet. In Bild 2.9 ist eine zeitliche Sequenz schlierenphotografischer Aufnahmen der Stoßwellenausbreitung für die Ablation mit einem einzelnen Laserpuls dargestellt. Die Stoßfronten sind aufgrund der Diskontinuität in der Brechungsindexverteilung als helle Strukturen vor einem dunklen Hintergrund deutlich zu erkennen.

Im Zeitraum bis etwa 50 ns nach Auftreffen des Pulses erfolgt zunächst eine schnelle Expansion der Stoßwelle mit hoher Geschwindigkeit, welche im weiteren Verlauf der Ausbreitung immer weiter abnimmt. Genauer ist dieser Zusammenhang in Bild 2.10 wiedergegeben. Das Diagramm zeigt die zeitliche Entwicklung der Ausbreitung sowie die Expansiongeschwindigkeit der Stoßfront über der Verzögerungszeit zwischen Bearbeitungspuls und der zugehörigen Schlierenaufnahme. In den ersten 50 ns legt die Stoßwelle eine Strecke von etwa 290 μm zurück. Dabei nimmt ihre Geschwindigkeit von

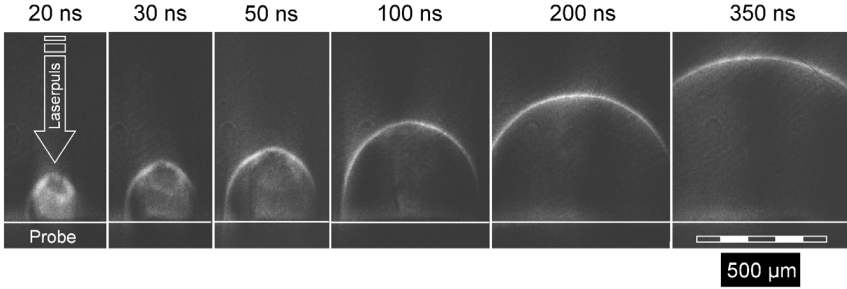
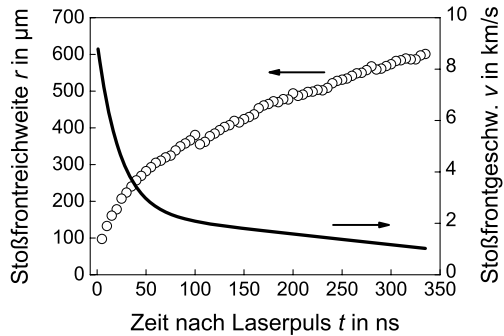


Bild 2.9: Zeitlicher Verlauf der Stoßwellenausbreitung in Luftatmosphäre bei der Ablation von CrNi-Stahl mit einem 5-ps-Puls. Über den Schlierenaufnahmen ist jeweils die Verzögerungszeit zwischen Schlierenaufnahme und Bearbeitungspuls angegeben ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q_p = 650 \text{ µJ}$, Fokussierung: $M^2 = 1,5$, $d_f = 20 \text{ µm}$, $H = 200 \text{ J/cm}^2$, Fokuslage -200 µm , Diagnostikwellenlänge $\lambda_D = 523 \text{ nm}$, Zeitauflösung $\tau_B = 3 \text{ ns}$).

9 km/s auf ca. 3 km/s ab. Anschließend geht die Expansionsgeschwindigkeit allmählich zurück, so dass der Radius der Druckwelle nach einer Verzögerungszeit von 350 ns bei rund 600 µm liegt.

Bild 2.10: Entwicklung des Stoßwellenradius und der Expansionsgeschwindigkeit über der Verzögerungszeit zwischen dem Bearbeitungspuls und der zugehörigen Schlierenphotografie aus Bild 2.9. Kurz nach dem Laserpuls, zu Beginn der Ausbreitung, erfolgt eine schnelle Expansion der Stoßwellenfront mit hoher Geschwindigkeit, welche im weiteren Verlauf auf deutlich geringere Werte zurückgeht.



Die Ausbreitungscharakteristik laserinduzierter Stoßwellen kann durch ein Modell beschrieben werden, welches die simultane Ausdehnung der Stoßwelle und des abgetragenen Materials berücksichtigt [16, 47]. Diesem Modell zufolge kann die halbkugelförmige Expansion der Stoßfront in drei Bereiche unterteilt werden. In Bild 2.11 ist der Ausbreitungsradius r nach diesem Modell als gestrichelte Linie in dimensionslosen Einheiten dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt die Ausbreitungscharakteristik der Materialdampf Wolke, welche sich innerhalb der Stoßwelle befindet. Als wichtige Einflussgrößen gelten dabei der Umgebungsdruck des Gases p_g , die kinetische Energie der

Stoßwelle Q_{St} und die Schallgeschwindigkeit im Gas v_{Schall} .

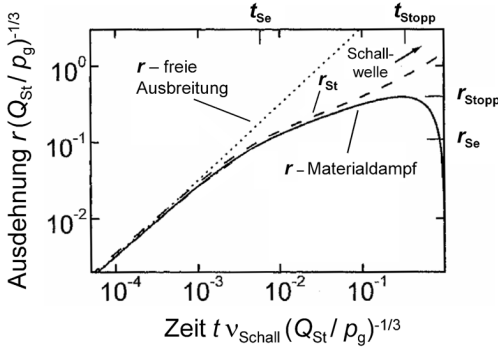


Bild 2.11: Charakteristische Ausbreitungsdynamik von laserinduzierten Stoßwellen (gestrichelte Linie) in einer Atmosphäre mit dem Druck p_g . Zu Beginn der Ausbreitung zeigt sich eine ungestörte Expansion mit konstanter Geschwindigkeit wie im Fall der freien Ausbreitung im Vakuum (gepunktete Linie). Ab dem Zeitpunkt t_{Se} bzw. dem Radius r_{Se} wird die Expansion der Stoßwelle gebremst. In diesem Bereich löst sich die Stoßwellenfront von Materialdampf Wolke (durchgezogene Linie) und geht nahe dem Zeitpunkt t_{Stopp} in eine Schallwelle über [16].

Direkt nach der quasi-instantanen Freisetzung einer endlichen Energiemenge in einem einzigen Punkt durch den ultrakurzen Laserpuls ist der Druck unmittelbar hinter der expandierenden Stoßfront so groß, dass die umgebende Atmosphäre vernachlässigt werden kann. Angetrieben durch das abdampfende Material erfolgt in dieser ersten Expansionsphase eine ungestörte Ausbreitung der Stoßwelle, vergleichbar mit einer freien Ausdehnung ins Vakuum (gepunktete Linie in Bild 2.11). Das Expansionsverhalten der Stoßwelle kann in diesem zeitlichen Intervall als linear, d.h. proportional zur Zeit t beschrieben werden (Das beschriebene Expansionsverhalten ist bei der gewählten Zeitskala in Bild 2.10 nicht erkennbar. Erklärung folgt weiter im Text).

In einer Gasatmosphäre fordert die Energieerhaltung eine Abnahme der Expansionsgeschwindigkeit mit der weiteren Ausdehnung der Stoßwelle. Die Reduzierung der Geschwindigkeit wird dadurch verursacht, dass die in der Stoßwelle deponierte Energie mit zunehmender Entfernung der Stoßfront von der Materialoberfläche sich auf eine immer größere Fläche verteilen muss und somit an Intensität verliert. Der Übergang zu geringeren Geschwindigkeiten findet zum Zeitpunkt t_{Se} statt, wenn die Masse der Stoßwelle vergleichbar mit der Masse des abgetragenen Materials m_{ab} wird. Für typische in dieser Arbeit verwendete Parameterwerte beim Abtrag mit ultrakurzen Pulsen ($Q_p \approx 200 \mu J$, $m_{ab} \approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ kg}$, Expansionsgeschwindigkeit der Stoßwellenfront $v_{ab} \approx 8 \cdot 10^3 \text{ m/s}$) beträgt der Ordinatenwert des Übergangspunktes in Bild 2.11 $4,76 \cdot 10^{-3}$, was etwa 20 ns entspricht.

$$t_{\text{Se}} \approx \left(\frac{m_{\text{ab}}^5}{\rho_{\text{g}}^2 Q_{\text{St}}^3} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (2.3)$$

Die Ausbreitungscharakteristik der Stoßfront nach dem Übergang von der freien linearen Expansion zu einer reduzierten Expansion kann durch die Sedov-Theorie für die gasdynamische, kugelsymmetrische Ausbreitung von Druckwellen beschrieben werden [48, 49]. Diesem Modell zufolge besteht zwischen dem Stoßfrontradius und der Zeit die Abhängigkeit $r_{\text{Se}} \sim t^{\frac{2}{5}}$. Das Weg-Zeit-Gesetz in diesem Zeitabschnitt kann somit durch folgende Gleichung angegeben werden:

$$r_{\text{Se}} = \Lambda_0 \left(\frac{2Q_{\text{St}}}{\rho_{\text{g}}} \right)^{\frac{1}{5}} t^{\frac{2}{5}}. \quad (2.4)$$

Darin gibt Q_{St} die in der Stoßwelle gespeicherte Energie an, ρ_{g} die Dichte des Umgebungsgases und Λ_0 einen dimensionslosen Parameter, welcher für zweiatomige molekulare Gase einen Wert von 1,0328 annimmt [50]. Beim Laserabtragen erfolgt die Expansion der Stoßwelle in der Regel in einem Halbraum. Verglichen mit der Ausbreitung in den gesamten Raum ist hierfür nur die halbe Energie Q_{St} erforderlich. Dieser Zusammenhang wird durch die Multiplikation von Q_{St} mit zwei in Gleichung (2.4) berücksichtigt.

Infolge der weiteren Ausbreitung der Stoßwellenfront erreicht der Druck innerhalb der Stoßwelle schließlich den Wert des Umgebungsdrucks p_{g} , was den Übergang in eine Schallwelle kennzeichnet. Diese Änderung ist zum Zeitpunkt t_{Stopp} zu erwarten, welcher mit Hilfe der Gleichung

$$t_{\text{Stopp}} \approx \left(\frac{Q_{\text{St}}^2 \rho_{\text{g}}^3}{p_{\text{g}}^5} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (2.5)$$

abgeschätzt werden kann. Der entsprechende Radius der Stoßwelle ergibt sich zu diesem Zeitpunkt zu

$$r_{\text{Stopp}} \approx \left(\frac{Q_{\text{St}}}{p_{\text{g}}} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.6)$$

Der Geltungsbereich verschiedener Expansionsphasen bzgl. jeweiliger zeitlicher Dauer hängt von räumlicher (Fokusbereich) und zeitlicher (Pulsdauer) Charakteristik des Laserpulses ab. Die Ausbreitung der Stoßwellenfront mit konstanter Geschwindigkeit ist zu sehr frühen Zeiten (wenige ns) nach der Wechselwirkung des Laserpulses mit Material zu beobachten. Während der experimentellen Untersuchungen erfolgten die ersten Aufnahmen der Stoßwellenmorphologie jedoch nach einer Verzögerung von 5 bis 10 ns,

so dass die ersten Datenpunkte, welche zur Auswertung hinzugezogen werden konnten bereits Werte von einigen 10 ns aufwiesen. Die Ausbreitungscharakteristik der Stoßwelle zu diesem Zeitpunkt kann mit der Sedov-Theorie beschrieben werden. Dies erklärt das Fehlen der ersten Ausbreitungsphase in Bild 2.10. Unter Zuhilfenahme der experimentell ermittelten, typischen Werte beim Abtrag mit ultrakurzen Pulsen (siehe oben) können sowohl die Zeiten als auch die damit verbundenen zurückgelegten Strecken für die jeweiligen Ausbreitungsphasen grob abgeschätzt werden. Bei einem Luftdruck von 1 bar findet der Übergang ins Sedov-Modell nach $t_{Se} \approx 20$ ns ($r_{Se} \approx 140$ μ m) statt, womit dieser Wert in der gleichen Größenordnung liegt wie die in Bild 2.10 dargestellten ersten Datenpunkte. Die Stagnation der Ausdehnung der Stoßwellenfront erfolgt nach $t_{Stopp} \approx 4,5$ μ s ($r_{Stopp} \approx 1,3$ mm). Diese Resultate stimmen gut mit den experimentell ermittelten Ergebnissen zur Ausbreitung von laserinduzierten Stoßwellen beim Materialabtrag mit ultrakurzen Laserpulsen überein.

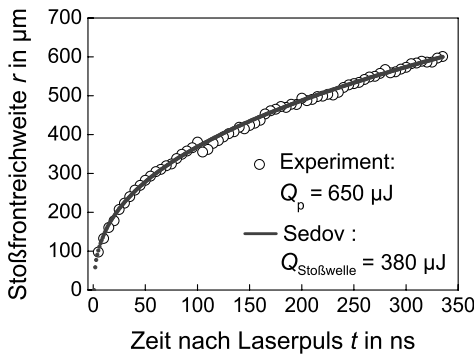


Bild 2.12: Ausbreitung hemisphärischer Stoßwellen beim Bohren in einer Stahlprobe mit 5-ps-Laserpulsen. Neben den experimentell ermittelten Werten der Stoßradien ist im gezeigten Schaubild die Näherungskurve nach Gleichung (2.4) eingezeichnet. Mit $Q_{St} = 380$ μ J wird demnach rund 60% der verwendeten Pulsenergie über die gasdynamische Ausbreitung der Stoßwelle abgeführt ($\lambda = 800$ nm, $Q_p = 650$ μ J, Fokussierung: $M^2 = 1,5$, $d_f = 20$ μ m, Fokusslage - 200 μ m, $H = 200$ J/cm²).

Eine äußerst wichtige Kenngröße zur Beschreibung der Ausbreitungsdynamik gasdynamischer Stoßwellen stellt ihr Energieinhalt dar. Bei kurzen Pulsdauern findet ein Energietransfer in die Stoßwelle durch direkte Deposition der Pulsenergie in der Ablationswolke statt. Bei ultrakurzen Laserpulsen kann dieser Mechanismus aufgrund der eng begrenzten Pulsdauer vernachlässigt werden. Stattdessen wird ein Teil der Strahlungsenergie zunächst vom Werkstück absorbiert und erst danach in Form von kinetischer Energie des ablatierten Materials an die Stoßwelle übertragen. Zur Ermittlung des Energieinhalts der Stoßwelle kann das analytische Modell von Sedov gemäß Gleichung (2.4) den experimentellen Daten gegenübergestellt werden. Bild 2.12 zeigt die zeitliche Entwicklung der Reichweite der Stoßwellenfronten aus Bild 2.9 im Vergleich zur analytischen Kurve. Die experimentellen Daten stimmen im gesamten dargestellten Bereich mit der analytischen Näherung des Weg-Zeit-Gesetzes (2.4) sehr gut überein. Der Energieinhalt der Stoßwelle beträgt im vorliegenden Fall $Q_{St} = 380$ μ J und entspricht demzufolge knapp

60% der gesamten eingesetzten Pulsenergie.

Beim Bohren von metallischen Materialien mit ultrakurzen Laserpulsen findet neben der Ausbreitung hemisphärischer Stoßwellen in die Umgebungsatmosphäre gleichzeitig eine Expansion sogenannter Körperschallwellen in die entgegengesetzte Richtung, d.h. ins Materialinnere statt. Die Ausbreitung der Letztgenannten erfolgt mit Schallgeschwindigkeit und führt zur Kompression und Streckung des Werkstückmediums, wodurch vor allem bei porösen Werkstoffen mechanische Schädigungen verursacht werden können.

2.4 Kapillarausbildung beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen

Die Herstellung von Bohrungen mit hohen Aspektverhältnissen ist ein hochdynamischer und komplexer Vorgang, in dessen Verlauf, wie bereits in Kapitel 2.1.3 beschrieben, eine Vielzahl an Teilprozessen nacheinander oder auch in gegenseitiger Wechselwirkung ablaufen. Der Bohrvorgang kann ausgehend von der planaren Einkopplung der Laserstrahlung an der Materialoberfläche bis zum Erreichen der erwünschten Kapillargeometrie in unterschiedliche Bearbeitungsabschnitte unterteilt werden. Diese Abschnitte umfassen den Bohrbeginn, das Fortschreiten der Abtragstiefe, das Erreichen des Bohrungsdurchbruchs, die anschließende Aufweitung der Austrittsöffnung und schlussendlich das Bohrende, welches den Zeitpunkt der vollen Aufweitung des Bohrungsausstritts kennzeichnet. Für einige der genannten Prozessphasen, wie beispielsweise die Entwicklung der Bohrungstiefe, existieren bereits phänomenologische Modelle, die das charakteristische Verhalten geometrischer Größen im Verlauf der Bearbeitung beschreiben. Die genaue Kenntnis und das Verständnis der zeitlichen Entwicklung der einzelnen Größen während des Bohrvorgangs ist eine wesentliche Voraussetzung für eine erfolgreiche Realisierung der Überwachung des Laserbohrens. In den folgenden Abschnitten werden daher verschiedene charakteristische Phasen des Laserbohrens mit kurzen und ultrakurz-energie Laserpulsen anhand von theoretischen Modellen und experimentell ermittelten Daten vorgestellt.

2.4.1 Bohrtiefenfortschritt und Bohrungsdurchbruch

Frühere experimentelle Untersuchungen zum Abtrag keramischer Werkstoffe mittels kurzer Laserpulse im Nanosekundenregime zeigen ein charakteristisches Verhalten der Bohrtiefe über der Anzahl der applizierten Bearbeitungspulse bzw. der Abtragsrate über

der Bohrtiefe [51]. In Bild 2.13 (linkes Diagramm) sind diese einzelnen, ausgeprägten Phasen des Bohrprozesses anhand der Entwicklung der Bohrungstiefe beim Wendelbohren von Si_3N_4 -Keramik dargestellt. Gemäß dem Diagramm steigt die Bohrungstiefe zunächst linear mit der Pulszahl an. Nach etwa 1700 Pulsen verlangsamt sich der Bohrfortschritt deutlich, so dass die Verdopplung der Anzahl der applizierten Laserpulse nur eine unwesentliche Zunahme der Bohrungstiefe hervorruft. Dieser Verlauf deutet auf einen veränderten Abtragsmechanismus hin.

Wesentlich differenzierter lassen sich jedoch die unterschiedlichen Phasen in einem weiteren Diagramm erkennen, welches die momentane Abtragsrate über der Bohrtiefe wiedergibt (Bild 2.13, rechtes Diagramm). Nach der höchsten Abtragsrate direkt zu Beginn des Bohrprozesses, welcher lediglich nur die ersten Pulse umfasst (Phase I), nimmt der Abtrag pro Puls stark ab. Die Prozessphase II hängt, wie die diagnostischen Beobachtungen bestätigen, eng mit der Ausbildung einer konischen Bohrkapillare zusammen. Der Rückgang der linearen Bohrrate gegen Ende dieser Phase kann bis zu zwei Größenordnungen betragen. Der zweiten Phase schließt sich ein Bearbeitungsabschnitt an, in dessen Verlauf die Bohrungsspitze mit relativ konstanter Geschwindigkeit in die Tiefe vordringt. Im dargestellten Beispiel umfasst diese sogenannte Phase III einen Tiefenbereich von etwa 1 mm. Im weiteren Prozessverlauf des Bohrens nimmt der Abtrag pro Puls erneut drastisch ab, bis er schließlich zum Erliegen kommt (Phase IV).

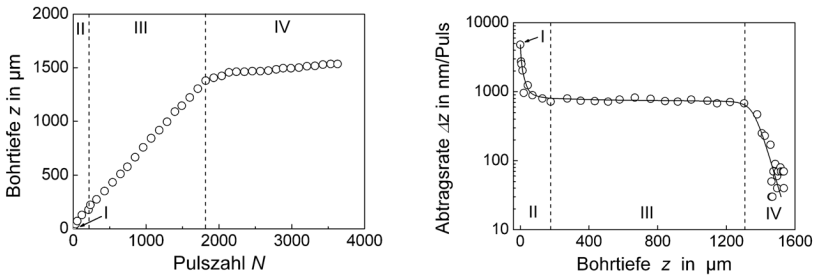


Bild 2.13: Entwicklung der Bohrungstiefe z mit der Pulszahl N beim Wendelbohren von keramischem Si_3N_4 mit Nanosekundenpulsen (links) und die daraus abgeleitete Abtragsrate Δz pro Puls in Abhängigkeit von der Bohrtiefe (rechts) [51]. In den Diagrammen sind anhand des charakteristischen Verhaltens der momentanen Bohrrate unterschiedliche Phasen des Bohrprozesses zu erkennen. Die Ziffern I – IV kennzeichnen diese Bohrphasen gemäß dem phänomenologischen *Hirschegg-Bohrmodell* ($\tau_H = 20 \text{ ns}$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $f_P = 2 \text{ kHz}$, $d_f = 24 \mu\text{m}$, $H = 350 \text{ J/cm}^2$, Wendeldurchmesser $d_w = 100 \mu\text{m}$, Wendelumlauffrequenz $f_w = 13 \text{ Hz}$).

Die experimentell ermittelten Abtragsraten in Bild 2.13 verdeutlichen anschaulich die Existenz verschiedener Bohrphasen während der Bohrlochausbildung beim Abtragen mit gepulster Laserstrahlung. Ausgehend von zahlreichen experimentellen Ergebnissen wurde ein phänomenologisches Prozessmodell, das sogenannte *Hirschegg-Modell*, entwickelt, welches eine theoretische Erklärung für das Auftreten verschiedener Bohrphasen liefert [51, 52].

Zu Beginn der Bearbeitung trifft der Laserstrahl auf eine ebene Oberfläche. Während dieser planaren Ablation mit flacher Abtragsmulde werden die höchsten Abtragsraten erzielt. Mit zunehmender Pulszahl kommt es zur Ausbildung einer Vertiefung, deren Aspektverhältnis mit anhaltender Beaufschlagung der Abtragszone durch repetierende Laserstrahlung immer höhere Werte annimmt. Hervorgerufen durch die Entstehung der Bohrkapillare ändern sich ebenfalls die Bedingungen der Energieeinkopplung. Beim Übergang von der planaren Ablation zur Ausbildung der Bohrkapillare nimmt die bestrahlte Fläche stark zu. Mit wachsender Bohrungstiefe und zunehmend steilen Wänden steigt die Gesamtgröße der beaufschlagten Oberfläche immer weiter, so dass die absorbierte, resultierende Leistungsdichte stark abnimmt. Letztendlich fällt die Energiedichte an den Kapillarwänden unter die Ablationsschwelle, wodurch dort der Materialabtrag zum Erliegen kommt. In der Bohrungsspitze selbst bleibt die Leistungsdichte bedingt durch einen senkrechten Strahlungseinfall einerseits und Selbstfokussierung der Strahlung durch Vielfachreflexion andererseits auf vergleichbar konstantem Niveau. Als Folge bildet sich eine V-förmige Kapillargeometrie mit steilen Seitenwänden aus. Trotz der Berücksichtigung der veränderten Energieeinkopplung aufgrund der geometrischen Veränderung der Topografie kann der starke Rückgang der Abtragsrate während der Phase II nicht voll befriedigend erklärt werden [53]. Offensichtlich müssen zur Erklärung des charakteristischen Abtragsverhaltens in Bild 2.13 (Phase II) weitere abtragshemmende Mechanismen in Betracht gezogen werden. Mit der Ausbildung einer spitzen Bohrkapillare ist die Beschreibung der Energieverluste durch eine eindimensionale Wärmeleitung, wie sie bei planarer Oberfläche bzw. bei flachen Kratern ihre Gültigkeit hat, nicht mehr zulässig. Stattdessen findet aufgrund der kleiner werdenden Krümmungsradien in der Bohrungsspitze der Übergang zur dreidimensionalen Wärmeleitung statt. Der Übergang ist mit höheren Energieverlusten verbunden, da wegen der effizienteren Wärmeleitung im Zentrum der Ablationszone das Material deutlich langsamer aufgeheizt werden kann als in flachen Oberflächenbereichen. Neben den beschriebenen Mechanismen der veränderten Energieeinkopplung und zunehmenden Verlusten in der Kapillarspitze durch dreidimensionale Wärmeleitung sorgen auch ein veränderter Materialaustrieb und eine zunehmende Abschirmung der Abtragszone durch das laserinduzierte Plasma für den starken Rückgang der Bohrrate während der Prozessphase II [9, 54].

Nachdem die Bohrkapillare vollständig ausgebildet ist, schreitet die Bohrungsspitze in unveränderter geometrischer Form mit überwiegend konstanter Bohrrate in die Tiefe voran. Im Bohrverlauf schließt sich nun der wichtige Prozessabschnitt III an. Mit zunehmender Abtragstiefe ist aufgrund der Vielfachreflexionen und der damit verbundenen Erhöhung des Gesamt-Absorptionsgrades mit steigenden Propagationsverlusten der Laserstrahlung zu rechnen. Trotzdem scheint die am Bohrgrund zur Verfügung gestellte Energie während der gesamten Phase III nahezu unverändert zu sein. Eine Erklärung für dieses scheinbar widersprüchliche Verhalten findet sich in dem regelnden Mechanismus des laserinduzierten Plasmas. Mit abnehmender Energiedichte innerhalb der Bohrkapillare steigt der Transmissionsgrad des Plasmas an, da durch die höheren Verluste immer weniger Energie für eine Aufheizung des Plasmas zur Verfügung steht. Die geringere Energiedichte am Bohrgrund wird demnach durch die zunehmende Transmission des Plasmas kompensiert, so dass in der Spitze des Bohrkanals immer die gleiche Leistungsdichte zum Materialabtrag zur Verfügung steht.

Die Wirkung des laserinduzierten Plasmas beschränkt sich jedoch nicht nur auf die Regelung der effektiven Leistungsdichte für den Materialabtrag. Die im Plasma deponierte Pulsenergie wird zum Teil in Form von Strahlung und über Wärmeleitung an die Bohrungswände übertragen und führt dort zur radialen Aufweitung der Bohrkapillare. Durch eine Art Ätzprozess erfolgt gleichzeitig eine Glättung der Wandungen, wodurch die Bearbeitungsqualität heraufgesetzt werden kann. Nicht zuletzt kann durch das sekundäre Bohrwerkzeug Plasma die gesamte Volumenabtragsrate in positiver Weise beeinflusst und die Effizienz des Bohrprozesses erhöht werden.

Gegen Ende der linearen Phase III fällt die Leistungsdichte am Bohrgrund, hervorgerufen durch die Absorption der Strahlung an den Bohrungswänden, unter den Wert der Ablationsschwelle. Der abgetragene Materialdampf wird infolge seiner geringen Dichte und Temperatur transparent, womit die Pufferwirkung des Plasmas in dieser Phase erschöpft ist. Es kommt zu einem teilweise plötzlichen Bohrstopp, der mit dem Erlöschen des Prozessleuchtens einhergeht.

Die beim Bohren von Keramik beobachteten spezifischen Prozessphasen sind in einem breiten Pulsdauer-, Wellenlängen- und Materialspektrum anzutreffen. So wird in der Literatur unter anderem vom Perkussionsbohren mit Ultrakurzpulslasern von PMMA ($\lambda = 800 \text{ nm}$; $\tau_H = 125 \text{ fs}$ und 6 ps) [54–56] sowie von Stahl ($\lambda = 800 \text{ nm}$; $\tau_H = 125 \text{ fs}$) [25] berichtet. Weiterhin sind Untersuchungen bei Bohren von Diamant mit Kurz- und Ultrakurzpulslasern ($\lambda = 1078 \text{ nm}$; $\tau_H = 300 \text{ ps}$ und 9 ns) [57] und von Stahl ($\lambda = 1078 \text{ nm}$; $\tau_H = 300 \text{ ps}$) [58] bekannt, welche mehr oder weniger ausgeprägt die vier charakteristischen Prozessphasen erkennen lassen.

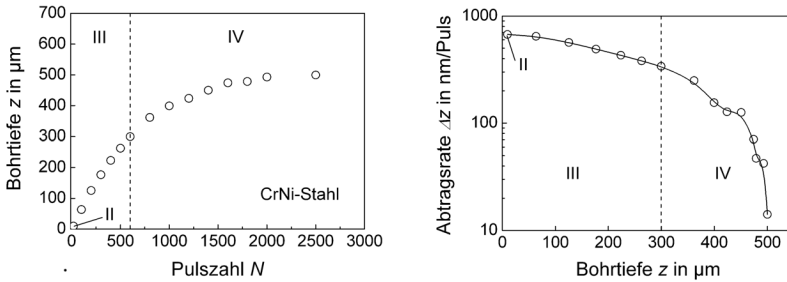


Bild 2.14: Prozessverlauf des Bohrens mit gepulster Laserstrahlung. Entwicklung der Bohrtiefe z mit der Pulszahl N beim Perkussionsbohren von CrNi-Stahlprobe mit 5-ps-Laspulsen (links) und die daraus abgeleitete Abtragsrate Δz pro Puls in Abhängigkeit von der Bohrtiefe (rechts). In den Diagrammen sind die Bereiche II – IV gemäß dem phänomenologischen Hirschegg-Bohrmodell zu erkennen. Der Bereich der planaren Ablation entsprechend der Bohrphase I ist aufgrund der fehlenden Daten nicht eingezeichnet ($\tau_H = 5$ ps, $\lambda = 800$ nm, $f_P = 1$ kHz, $d_f = 20$ μm , $Q_P = 650$ μJ , Fokusslage -200 μm).

Das vorgestellte Modell ist demnach auch für den Ultrakurzpuls-Bereich mit Pulsdauern von wenigen Pikosekunden gültig. Bild 2.14 zeigt die Entwicklung der Bohrtiefe mit steigender Pulszahl beim Perkussionsbohren mit 5-ps-Pulsen in Stahl. Wiederum können aus dem Diagramm zumindest zwei klare Prozessabschnitte abgeleitet werden. Der Übergang zwischen den Phasen findet bei etwa 600 Laserpulsen bzw. bei einer Tiefe von 300 μm statt. Vermutlich entsprechen die Abschnitte den Phasen III und IV des Hirschegg-Modells, da für die Phasen I und II bei niedrigen Pulszahlen nicht genügend Datenpunkte zur Verfügung stehen. Die Annahme wird durch das rechte Diagramm im Bild 2.14 bestätigt, das die momentane Abtragsrate über der Bohrtiefe zeigt. Analog zum linken Diagramm fallen die hohen Abtragsraten von anfangs einigen 100 nm pro Puls bei einer Abtragstiefe von 300 μm deutlich ab. In einer Tiefe von 500 μm liegt die effektive Bohrrate bereits bei lediglich 10 nm pro Puls. Die Ähnlichkeit des Verlaufs der Abtragsrate für die ultrakurzen Pulse verglichen mit dem rechten Diagramm in Bild 2.13 gilt grundsätzlich als Bestätigung des phänomenologischen Bohrmodells, auch wenn die genaue Rolle und Wirkungsweise des laserinduzierten Plasmas (speziell die Absorption der einfallenden Laserstrahlung) bei solch extrem kurzen Pulsdauern noch nicht vollständig geklärt ist. So wird in [40, 59] gezeigt, dass eine nennenswerte Absorption der Laserstrahlung nicht nur bei Bearbeitung mit kurzen ns-Pulsen auftritt, sondern auch beim Bohren mit Pulsdauern von wenigen 10 ps eine wichtige Rolle spielt. Untersuchun-

gen zum Bohren mit Laserpulsen mit Pulsdauern von wenigen ps und unterschiedlichen Repetitionsraten sowie experimentelle Reihen im Vakuum zeigen, dass der Effekt der direkten Deponierung der Pulsenergie in das Plasma auch in diesem Pulsdauerregime eine Rolle spielt, wenn auch nicht im gleichen Umfang wie bei Pulsdauern im Nanosekunden bzw. vergleichsweise langen Sub-Nanosekunden-Regime [34, 60].

Nach der Phase des Bohrtiefenfortschritts findet die nächste für das Laserbohren charakteristische Prozessphase – der Bohrungsdurchbruch – statt. Zu diesem Zeitpunkt erreicht die Spitze der Bohrkapillare gerade die Rückseite des Werkstücks, wodurch ein durchgehend geöffneter Bohrkana

Die zeitliche Entwicklung des Durchbohrens der Probe sowie der Öffnungsmechanismus der Austrittsöffnung hängen unter anderem maßgeblich von Faktoren wie der eingesetzten Energiedichte, der verwendeten Bohrstrategie (Perkussionsbohren bzw. Wendelbohren) und der Art des Materials ab. Bild 2.15 verdeutlicht die unterschiedlichen Durchbruchmechanismen am Beispiel von Bohrungsaustritten beim Perkussionsbohren in metallischen (CrNi-Stahl) und keramischen (Al_2O_3 -Keramik) Proben. In der oberen Reihe sind Aufnahmen der Probenrückseite zu Zeitpunkten kurz vor dem Durchbruch und während des Durchbohrens der Keramikprobe dargestellt. Schon bevor die Bohrspitze die Rückseite des Werkstücks erreicht hat, kommt es dort aufgrund der starken Beanspruchung des Materials durch die Körperschallwellen zum Ausbruch großer Materialstücke entlang der Korngrenzen. Wegen der spröden Beschaffenheit des Keramikmaterials erfolgt das Ausbrechen eines Stückes zwischen der Bohrspitze und der Rückseite der Probe stets innerhalb weniger Laserpulse. Meist wird dadurch schlagartig ein größerer Öffnungstrichter frei, durch welchen ein Teil der Laserstrahlung ungehindert propagieren kann.

Ein völlig anderer Öffnungsmechanismus zeigt sich hingegen bei Stahl. Die untere Reihe in Bild 2.15 zeigt lichtmikroskopische Aufnahmen von Austritten aus einer mit exakt gleichen Parametern gebohrten X5CrNi18-10-Stahlprobe. Im ersten Bild scheint die Probe noch nicht durchbohrt zu sein. In der zweiten Darstellung erreicht die Bohrungsspitze gerade die Rückseite des Werkstücks. Dort kommt es zu einer Akkumulation des Probenmaterials mit einem Durchmesser von etwa $15\text{ }\mu\text{m}$, die sich um die Bohrungsspitze herum entwickelt. In diesem durch die Wärmeleitung aufgeheizten Materialvolumen bildet sich eine Öffnung mit geringem Durchmesser aus, welche durch weitere Pulse langsam aufgeweitet wird. Im Gegensatz zu keramischen Materialien befinden sich bei metallischen Materialien im Bereich der Kapillarspitze starke Schmelzablagerungen, welche die gerade entstandene Bohrungsöffnung wieder verschliessen können. Dieser Vorgang kann sich mehrmals hintereinander wiederholen, bis der Durchmesser der Austrittsöffnung nach einer größeren Anzahl an Bearbeitungspulsen einen ausreichenden Wert erreicht, um im weiteren Verlauf des Bohrprozesses stabil offen zu bleiben (REM-

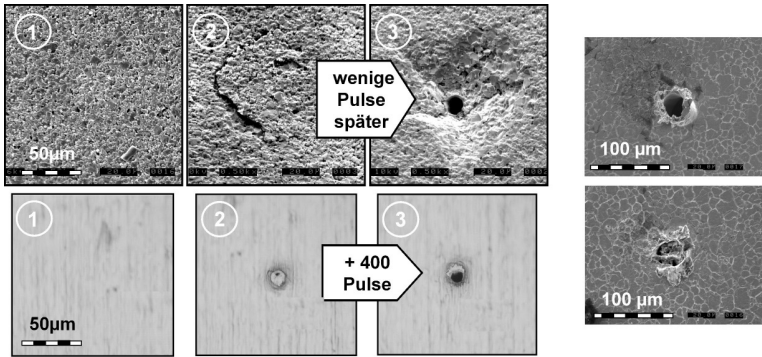


Bild 2.15: Unterschiedliche Durchbruchmechanismen bei Keramik und Stahl am Beispiel von Bohrungsaustritten in einer $380\ \mu\text{m}$ dicken Al_2O_3 -Probe (linke obere Reihe) und in einer $500\ \mu\text{m}$ dicken CrNi-Stahlprobe (linke untere Reihe). Bereits bevor die Bohrspitze die Rückseite der Keramikprobe erreicht hat, brechen dort aufgrund der starken Beanspruchung durch die Körperschallwellen innerhalb weniger Pulse große Materialstücke heraus. Bei der Stahlprobe kann die Durchbruchöffnung durch das hohe Schmelzaufkommen wieder verschlossen werden, so dass insgesamt eine höhere Pulsanzahl zum Erzielen einer durchgehend offenen Bohrkapillare benötigt wird. Rechts sind Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen der schmelzbehafteten Austritte in einer Stahlprobe dargestellt ($\tau_H = 1\ \text{ps}$, $\lambda = 800\ \text{nm}$, $Q_p = 600\ \mu\text{J}$, $d_f = 20\ \mu\text{m}$, Fokusslage $-400\ \mu\text{m}$).

Aufnahmen in Bild 2.15). Insgesamt verursacht der Durchbruchmechanismus bei metallischen Werkstoffen eine deutlich langsamere Öffnung der Bohrkapillare, verglichen mit einer eher abrupten Öffnung im Fall technischer Keramiken.

Ein etwas anderer Durchbruchmechanismus als beim Perkussionsbohren wird bei der Verwendung der Wendelbohrtechnik beobachtet. In diesem Fall wandert die Ablationszone während des Bohrprozesses auf einer spiralförmigen Bahn in die Tiefe voran. Auf der Rückseite der Probe kommt es daher in der Regel zu multiplen Durchbrüchen auf der Umlaufbahn der Abtragszone. Nach mehreren Umläufen schließen sich die einzelnen Durchbrüche zu einer größeren Öffnung zusammen, welche anschließend weiter an Größe zunimmt. Verglichen mit der Technik des Perkussionsbohrens wird in diesem Fall zu einem deutlich früheren Zeitpunkt eine stabile, sich nicht wieder verschließende Durchgangsöffnung erzielt, wodurch der gesamte Aufweitungsmechanismus (siehe Kapitel 2.4.2) in kürzerer Zeit abgeschlossen werden kann.

2.4.2 Radiale Aufweitung der Austrittsöffnung und Prozessende

Nach dem Durchbohren der Probe wird die zunächst noch relativ kleine Austrittsöffnung im weiteren Verlauf der Bearbeitung kontinuierlich aufgeweitet, bis sie schließlich ihre vorgegebene Größe erreicht hat. Neben dem eigentlichen Laserstrahl, der als primäres Abtragswerkzeug zur Aufweitung des Austrittsdurchmessers beiträgt, spielt das laserinduzierte Plasma ebenfalls eine nicht zu unterschätzende Rolle. Schon zu Prozessbeginn, auch im anfänglich noch relativ flachen Krater, unterstützt das Plasma den Abtragsprozess, indem es die Bohrung radial aufweitet und die Bohrungswände glättet. Anschließend wandert es mit der Ablationsfront in die Tiefe, wo es innerhalb der Bohrkapillare expandiert und seine aufweitende Wirkung weiter beibehalten kann. Nach dem Bohrungsdurchbruch kann sich das Plasma zwar über die entstandene Öffnung auf der Rückseite des Werkstücks ausbreiten, trägt aber dennoch maßgeblich zur zügigen Aufweitung des Bohrungsaustrittes bei. Gerade die experimentellen Ergebnisse beim Bohren metallischer Proben im Vakuum haben diese Vermutung eindrucksvoll bestätigt [61]. Unter den im Experiment vorherrschenden Bedingungen konnte sich kein oder ein nur relativ schwaches Plasma entwickeln, so dass der radiale Abtrag nur über die Laserstrahlung selbst stattfinden konnte. Auch nach längerer Bearbeitungsdauer konnte, verglichen mit der Bearbeitung unter Umgebungsdruck, nur eine deutlich kleinere Austrittsöffnung erzielt werden. Zudem war die Bohrkapillare mit starken Schmelzablagerungen gefüllt, welche sonst durch die abtragende Wirkung des laserinduzierten Plasmas entfernt werden.

In Bild 2.16 ist die typische zeitliche Entwicklung des Austrittsdurchmessers über der Anzahl der Laserpulse beim Wendelbohren in einer Stahlprobe illustriert. Nach dem erstmaligen Durchbohren der gesamten Materialstärke weitet sich der Austritt unter der Einwirkung der Laserstrahlung einerseits und des Plasmas andererseits auf und erreicht nach etwa 30 000 Pulsen einen Durchmesser von rund 100 μm (siehe auch Schnittzeichnungen innerhalb des Diagramms). Im weiteren Verlauf des Aufweitungsprozesses ändert sich dieser Wert auch bei deutlich längerer Bohrdauer nur unwesentlich. Selbst nach 300 s ist die Größe der Austrittsöffnung nur auf etwa 120 μm angewachsen, so dass das Prozessende im dargestellten Fall auf rund 70 s festgelegt werden kann.

Die zeitliche Entwicklung des Aufweitungsvorgangs stimmt für die beiden in dieser Arbeit behandelten Bohrstrategien, das Wendel- und das Perkussionsbohren, im Wesentlichen überein. Der hauptsächliche Unterschied zeigt sich erst in der Größe des Bohrungsaustrittes nach dem Erreichen des Bohrprozessendes. Beim Perkussionsbohren wird der endgültige Austrittsdurchmesser einzig durch die Intensitätsverteilung im Strahlprofil in der Ebene der Austrittsöffnung festgelegt. Der resultierende Durchmesser des Bohrungs-

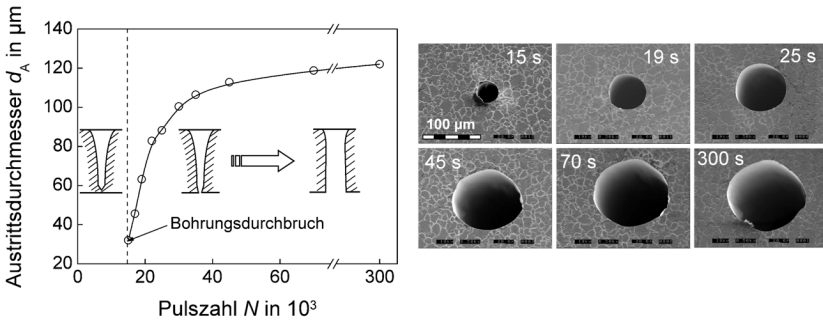


Bild 2.16: Zeitliche Entwicklung des Austrittsdurchmessers nach erfolgtem Bohrungsdurchbruch über der Anzahl der eingesetzten Bearbeitungspulse (links) beim Wendelbohren in einer $500\mu\text{m}$ dicken CrNi-Stahlprobe. Rechts sind die zugehörigen Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen dargestellt. Die Pulszahl in Tausend entspricht dabei der Bearbeitungszeit in Sekunden ($\tau_H = 5\text{ ps}$, $\lambda = 800\text{ nm}$, $Q_p = 400\text{ }\mu\text{J}$, Fokussierung: $M^2 = 1,5$, $d_f = 17\text{ }\mu\text{m}$, $H = 170\text{ J/cm}^2$, Fokusslage $-200\text{ }\mu\text{m}$, Wendeldurchmesser $d_w = 50\text{ }\mu\text{m}$, Wendelumlauffrequenz $f_w = 18\text{ Hz}$).

austritts liegt daher in der Regel unter dem Wert des Bohrungseintrittes. Im Längsschnitt weist die Bohrung somit eine positiv konische Form auf. Beim Wendelbohren wird der Austrittsdurchmesser zusätzlich durch den Wendeldurchmesser und den Einfallswinkel der Laserstrahlung bestimmt. Diese beiden weiteren Freiheitsgrade eröffnen den Zugang zu weiteren Bohrungsgeometrien. Vor allem die Erzeugung häufig verwendeter Geometrien wie beispielsweise zylindrischer oder negativ konischer ($d_E < d_A$) Bohrungen erfordert aus diesem Grund den Einsatz der Wendelbohrtechnik.

3 Stand der Technik in der Prozessüberwachung

Die Überwachung laserbasierter Bearbeitungsprozesse hat eine lange Tradition. Die Entwicklung von Überwachungskonzepten zur Kontrolle der Bearbeitungsqualität erfolgte bereits in der Vergangenheit einhergehend mit der Weiterentwicklung der jeweiligen Laserapplikationen. Vor allem beim Laserstrahlschweißen und beim Laserstrahlschneiden existiert eine Fülle unterschiedlicher Überwachungsverfahren, welche inzwischen teilweise die industrielle Reife erreicht haben [62]. Dabei konzentriert sich der überwiegende Teil der Prozessüberwachungssysteme auf die Detektion der optischen Prozessemissionen im Bereich der Wechselwirkungszone. Sie liefern direkte Aussagen über den Bearbeitungsablauf und die überwachungsrelevanten Größen.

Zu den optischen Signalen, welche zur Absicherung des Bearbeitungsergebnisses ausgewertet werden, gehören die reflektierte und die gestreute Laserstrahlung, die thermische Strahlung des aufgeschmolzenen Materials sowie die Prozessstrahlung im ultravioletten, sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich. Beispielsweise werden über die Erfassung der aus der Schweißkapillare rückreflektierten Strahlung Rückschlüsse auf die momentane Einschweißtiefe, Auswürfe aus dem Schmelzbad [63–65] sowie auch das Auftreten von Poren abgeleitet [66]. Beim Laserstrahlschneiden wird die Intensität des Rückreflexes zur Schnittgeschwindigkeitsregulierung und zur Detektion einer unvollständigen Trennung eingesetzt [67].

Die integrale Erfassung optischer Emissionen mit Hilfe von Einzeldetektoren in Kombination mit optischen Filtern zur Detektion der spektralen Eigenschaften der Emissionsquelle im UV, VIS und IR-Bereich kann sowohl beim Schweißen [68, 69] als auch beim Schneiden [70, 71] zur Überwachung einer Vielzahl überwachungsrelevanter Größen verwendet werden. Darüber hinaus ermöglicht die Erfassung der Schmelzbad- und Kapillargeometrie durch bildgebende Sensoren eine online-Überwachung der Einschweißtiefe und der Schmelzauswürfe während des Bearbeitungsprozesses [72, 73].

Alternativ zur Erfassung der optischen Plasmaemissionen mittels Fotodioden wurden beim Laserstrahlschweißen Systeme entwickelt, welche die elektrischen Eigenschaften des Plasmas und ihre Änderung nutzen, um Aussagen über die Einschweißtiefe treffen zu können. Zwischen der Gasdüse des Schweißkopfes und dem Werkstück entsteht

während des Schweißprozesses ein elektrisches Potential welches auf der höheren Mobilität der Elektronen gegenüber den Metallionen im Plasma beruht. Dieses Potential hängt vom Ionisationsgrad des Plasmas (Anzahl freier Elektronen) und somit von der eingesetzten Laserenergie ab. Die Erfassung und Verarbeitung des Signals ist über eine einfache elektrische Schaltung möglich [74, 75].

Neben den optischen Prozessemissionen werden zur Sicherung der Bearbeitungsqualität durchaus auch nichtoptische Signale wie beispielsweise der beim Schweißen emittierte Luftschall eingesetzt. Bei Schallemissionsuntersuchungen konnte eine Korrelation der Einschweißtiefe mit der Signalintensität festgestellt werden [76, 77]. Außerdem lassen sich Rissbildungen, hervorgerufen durch thermische Spannungen im Material, durch akustische Messungen detektieren [78].

3.1 Prozessüberwachungsmethoden beim Bohren mit gepulster Laserstrahlung

Für das Laserbohren sind im Gegensatz zum Laserstrahlschweißen und -schneiden bislang keine industriereifen Prozessüberwachungsmethoden oder -systeme verfügbar. Dies liegt unter anderem an der hohen Komplexität des Verfahrens. Beim Laserbohren wird die meist gepulste Strahlung mit einer hohen Wiederholrate auf ein örtlich stark begrenztes Volumen fokussiert, wodurch eine Vielzahl an komplexen, ultraschnellen und interagierenden Phänomenen wie beispielsweise die Bildung von Plasma innerhalb der Bohrkapillare hervorgerufen wird (vgl. Kapitel 2.2). Zudem findet in der Regel keine Relativbewegung zwischen dem Laserstrahl und dem Bearbeitungsbereich statt, wie es bei den oben angesprochenen Verfahren der Fall ist. Die Morphologie der Bohrung sowie die physikalischen Gegebenheiten ändern sich daher von Puls zu Puls, was sich auf die Überwachung bzw. Regelung des Prozesses zusätzlich erschwerend auswirkt. Aus diesem Grund ist die Entwicklung von Überwachungskonzepten für das Laserstrahlbohren zum heutigen Zeitpunkt vorwiegend Gegenstand universitärer Forschung, wobei der Übergang vom Labormuster zum industrierelevanten Überwachungssystem bisher aufgrund einer unzureichenden Zuverlässigkeit und Aussagekraft nur in den seltensten Fällen vollzogen wurde. Bild 3.1 zeigt eine schematische Übersicht der Prozesssignale, welche üblicherweise beim Bohren metallischer Proben mit gepulster Laserstrahlung entstehen.

Ein Blick auf die Patent- und Literaturlandschaft verdeutlicht, dass sich auch beim Laserstrahlbohren die Detektion der Primärindikatoren, welche das Bearbeitungsergebnis

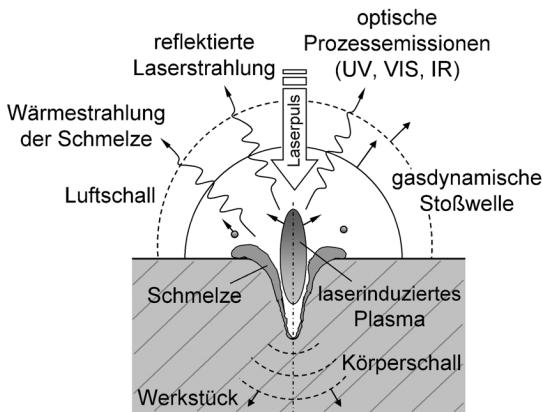


Bild 3.1: Schematische Darstellung der von der Wechselwirkungszone ausgehenden Prozesssignale beim Bohren mit gepulster Laserstrahlung. Neben den optischen Signalen sind auch nichtoptische Signale, die ihren Ursprung in der explosionsartigen Expansion des verdampften Materials haben (z.B. Stoßwellen, akustische Wellen) vorhanden. Weiterhin können aufgrund der Ionisation des Materialdampfs und des Vorhandenseins des Plasmas elektrische Signale entstehen.

direkt beschreiben (Bohrungstiefe, Bohrungsdurchbruch sowie Bohrungsdurchmesser), zum großen Teil auf die Erfassung und Auswertung optischer Prozessemissionen stützt. So wird die integrale Intensität des Prozessleuchtens in vielen Veröffentlichungen dazu verwendet, den Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs zu bestimmen [79–82]. Das Prinzip der Durchbruchserkennung basiert auf einem Intensitätssprung im Signalverlauf, der in Verbindung mit der Unterschreitung einer vordefinierten Intensitätsschwelle das Durchbohren des Materials markiert. Die koaxiale Aufnahme von Reflexionen der Bearbeitungsstrahlung durch eine Kamera liefert zusätzlich Informationen über den Bohrungsdurchmesser [83]. In [4, 84] wird durch eine Auswertung der Wärmestrahlung, welche über einen gesonderten Messpuls mit abgeschwächter Energie zwischen den Bearbeitungspulsen realisiert wird, eine Aussage über die Maßhaltigkeit der Bohrung ermöglicht.

Nichtoptische Diagnosesysteme basieren hauptsächlich auf akustischen Methoden zur Erfassung des Luft- bzw. Körperschalls. Zur Detektion von Körperschall sind piezoelektrische Sensoren am weitesten verbreitet, da sie sich durch kompakte Bauweise, Robustheit und einfache Handhabung auszeichnen. Eine Möglichkeit zur Bestimmung der Bohrungstiefe bietet die Erfassung der Körperschallausbreitungszeit im Grundmaterial. Durch eine Positionierung des Sensorelements auf der Rückseite der zu bearbeitenden Probe kann anhand der Laufzeitunterschiede der Druckwelle von der Abtragszone bis zum Detektor die momentane Kapillartiefe ermittelt werden [85–89]. Das Verfahren hat sich dabei in einem weiten Parameterfeld (Pulsdauer, Bearbeitungswellenlänge sowie Art des Materials) als zuverlässig erwiesen. Neben der zeitlichen Charakteristik der Signalausbreitung wird in [90, 91] die Signalamplitude zur Bestimmung der Abtragstiefe hinzugezogen. Die Proportionalität zwischen der Signalintensität und dem Abtragsvolu-

men bzw. der Abtragstiefe ermöglicht eine in situ-Überwachung der Strukturtiefe.

Für den Einsatz von Körperschallsensoren besteht eine Reihe von Einschränkungen, die eine industrielle Umsetzung bisher erschwert oder verhindert haben. Die direkte Ankopplung des Piezoelements an das zu bearbeitende Werkstück ist nicht ausreichend reproduzierbar. In der Fertigung kann sich beispielsweise an der Kontaktfläche Schmutz ansetzen. Dadurch ändern sich von Messung zu Messung der Koppelwiderstand und damit auch das zu messende Signal. Die Aufnahme des Luftschalls liefert in diesem Fall eine denkbare Alternative. Eine Vielzahl von Untersuchungen bestätigt einen engen Zusammenhang zwischen der Intensität des Luftschallsignals und dem abgetragenen Materialvolumen. Als Detektoren kommen hierbei sowohl Mikrofone [92, 93] als auch oberhalb der Probenoberfläche positionierte piezoelektrische Elemente zum Einsatz [94]. Darüber hinaus kann anhand der charakteristischen Form und Amplitude des Luftschallsignals eine Durchbruchüberwachung realisiert werden [95].

Schließlich ermöglicht die Aufnahme der Ausbreitungscharakteristik laserinduzierter Stoßwellen Aussagen über den Bohrtiefenfortschritt [87, 96]. Dazu wird ein separater Messstrahl parallel zur Materialoberfläche oberhalb der Bohrung auf einen Detektor gerichtet. Eine aus dem Bohrungsinernen propagierende Stoßwelle führt infolge des Dichtesprungs an ihrer Stoßfront zur Ablenkung des Messstrahls, welche mit Hilfe einer speziellen Detektoranordnung aufgezeichnet wird. Mit zunehmender Bohrungstiefe nimmt die Entfernung vom Bohrungsgrund bis zur Position des Messstrahls oberhalb des Bohrungseintrittes zu, wodurch der Signalausschlag am Sensorelement mit wachsender Verzögerung zum Bearbeitungspuls erfolgt.

3.2 Überwachungsverfahren beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen

Im Gegensatz zum Laserstrahlbohren mit Pulsdauern über einige 100 ps befindet sich die Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen erst im Anfangsstadium ihrer Entwicklung. In den kommenden Jahren ist auf diesem Arbeitsgebiet aber mit starken Impulsen und zunehmendem Fortschritt zu rechnen. Neben Verfahrensentwicklung existieren vor allem besonders im Bereich der Prozessüberwachung und Qualitätssicherung wenige Untersuchungen oder gar physikalisch evaluierte Ansätze. Die aus der extrem kurzen Pulsdauer resultierende hohe Strahlungsintensität am Ort des Abtrags und die kurze Wechselwirkungszeit mit dem Material führen zu sehr komplexen Rahmenbedingungen.

Insbesondere die im Bereich der Wechselwirkungszone auftretende Metaldampfstrahlung, dielektrische Atmosphärendurchbrüche sowie die Geometrie der Bohrkapillare mit ihrem hohen Aspektverhältnis stellen eine Herausforderung bei der Konzeption und Umsetzung von Überwachungssystemen dar.

Einige Ansätze zur Überwachung des Bohrprozesses mit ultrakurzen Laserpulsen seien in den folgenden Absätzen dargestellt. In den Veröffentlichungen von Amoruso [31, 32] wird von einem Zusammenhang zwischen der aufintegrierten Intensität der Materialdampfstrahlung und der absorbierten Pulsenergie bzw. dem ablatierten Materialvolumen bei der Bearbeitung mit einer Pulsdauer von 300 fs berichtet. Daraus leitet der Autor eine mögliche Überwachung des Abtragsprozesses anhand der Erfassung des optischen Prozessleuchtens ab. Weitere Untersuchungen zum Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Pulsen zeigen ebenfalls eine Korrelation der integral aufgenommenen optischen Prozessemissionen und der pro Puls abgetragenen Materialmenge [97]. In [98] wurden umfangreiche experimentelle Arbeiten zur wellenlängenaufgelösten Analyse der optischen Emissionen während des Bohrprozesses durchgeführt. Neben einzelnen charakteristischen Spektrallinien des Materialdampfplasmas wurde hier die Rückreflexion der Bearbeitungsstrahlung in die Auswertung miteinbezogen. Vom zeitlichen Verlauf der Intensität konnte jedoch keine eindeutige Aussage über die Entwicklung des Bohrprozesses abgeleitet werden. Neben passiven Überwachungskonzepten, welche ausschließlich die während der Bearbeitung entstehenden Signale nutzen, setzt der Autor auch aktive Techniken ein, die auf der Verwendung eines zusätzlichen Messlasersystems basieren. Hierbei wird die Strahlung des Messlasers von der Rückseite der Probe auf den coaxial angeordneten Sensor geleitet, der oberhalb des Werkstücks positioniert ist. Anhand eines starken Signalanstiegs am Sensorelement zum Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs konnte diese Prozessphase exakt detektiert werden.

Spezielle Verfahren zur Vermessung der Bohrungstiefe mittels Autokorrelation sind beim Bohren erfolgreich bis zu einer Tiefe von 300 μm und einem Aspektverhältnis von 3 getestet worden [99, 100]. Bei größeren Tiefen stößt dieses Konzept allerdings aufgrund der nicht ausreichenden Intensität des Rückreflexes vom Bohrungsgrund an seine Grenzen. Außerdem wird die räumliche Auflösung des beschriebenen Systems durch die verwendete Pulsdauer des Bearbeitungslasers bestimmt. Dadurch ist das Einsatzgebiet dieses Überwachungskonzepts ausschließlich auf Lasersysteme mit Pulsdauern im fs-Bereich beschränkt.

Eine breit angelegte Studie zur Untersuchung unterschiedlicher Messverfahren wurde in [101] durchgeführt. Einige der vorgestellten Methoden ermöglichten unter bestimmten Voraussetzungen wie z.B. Zugänglichkeit zur Probenrückseite (Analyse des Licht-

durchflusses) oder messtechnisch geeignete Bohrungsform (dreidimensionales Abtasten der Bohrung mittels konfokaler Mikroskopie) die Detektion der überwachungsrelevanten Größen. Andere Messverfahren erwiesen sich als gänzlich ungeeignet oder stark abhängig von den eingestellten Laserparametern (z.B. Analyse des Gasdurchflusses).

Insgesamt lässt sich feststellen, dass zum heutigen Zeitpunkt nur ein geringfügiger Ausschnitt aus dem umfangreichen Spektrum möglicher Ansätze zur Prozesskontrolle evaluiert worden ist. Die Anwendbarkeit der bislang untersuchten Messverfahren ist meist stark von den Prozessparametern, der Werkstücksgeometrie sowie der Anlagentechnik abhängig. Die Durchführung weiterer detaillierter Arbeiten auf diesem Gebiet ist daher von großer Bedeutung.

3.3 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit hat zum Ziel, verschiedene Ansätze zur Prozessüberwachung beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen aus physikalischer Sicht zu evaluieren, wobei ein möglichst umfassendes Spektrum an Prozessmissionen in die Untersuchungen einbezogen werden soll. Vielversprechende Methoden sollen näher charakterisiert und auf ihre Eignung zu Zwecken der industriellen Prozessüberwachung oder -sicherung hin eingestuft werden.

Wie die Recherche der auf dem Gebiet des Laserstrahlbohrens bereits erfolgten Arbeiten verdeutlicht, sind bereits zahlreiche experimentelle Untersuchungen bezüglich der Detektion der wichtigsten Phasen des Bearbeitungsprozesses durchgeführt worden. Viele Konzepte lassen sich allerdings aufgrund projektspezifischer Einschränkungen nicht auf das Anwendungsfeld übertragen, das in der vorliegenden Arbeit untersucht wird. Die Verwendung eines piezoelektrischen Sensorelements auf der Rückseite der Probe sowie eines Messlasersystems im Durchlicht sind aus geometrischen Gründen nicht möglich, da die Zugänglichkeit des Rückraumes der Bohrung bei Einspritzkomponenten nicht gegeben ist. Weiterhin erweist sich eine seitliche Anordnung der Detektoren wegen des hohen Aspektverhältnisses der Bohrkapillare von Beginn an als ungünstig. Hier ist eine koaxiale Anordnung der Sensorelemente vorzuziehen. Verschiedene Verfahrensansätze wie beispielsweise die Erfassung der rückreflektierten Laserstrahlung wurden in einem frühen Stadium der eigenen Untersuchungen als nicht zielführend identifiziert. Auf diese Verfahren wird daher im Folgenden nicht näher eingegangen.

Neben den beschriebenen, teilweise ungeeigneten Überwachungsansätzen besteht eine Reihe von Messverfahren, welche sich als zielführend für die Aufgabenstellung der Ar-

beit erweisen können. So ist gerade beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen am Ort des Materialabtrags wegen der hohen Pulsspitzenleistungen die Ausbildung heftiger Stoßwellen zu erwarten. Im Laufe der Untersuchungen soll die Ausbreitungscharakteristik dieser Druckwellen und ihre mögliche Korrelation zu überwachungsrelevanten Größen wie z.B. der Bohrungstiefe experimentell überprüft werden.

Die breitbandige integrale Erfassung der optischen Prozessemissionen durch ein Sensorelement in coaxialer Anordnung bietet den entscheidenden Vorteil einer berührungslosen Messung. Zudem ist aus der Literatur eine Reihe von vielversprechenden Ergebnissen bekannt, in denen bei Pulsdauern in Sub- μ s-Bereich eine erfolgreiche Durchbruchdetektion realisiert wurde (siehe [79]). Im Vorfeld der Untersuchungen wird außerdem eine zeitaufgelöste Plasmaspektroskopie zur Charakterisierung des Prozessleuchtens durchgeführt.

Wie bereits in Kapitel 2.2 dargestellt, entsteht bei der Materialbearbeitung mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung ein Materialdampfplasma. Der Ionisationsgrad und die Anzahl freier Elektronen in diesem Plasmaobjekt hängen direkt mit dem abgetragenen Volumen und somit auch mit der effektiven Pulsenergie am Ort des Abtrags zusammen. Die mit zunehmender Tiefe sinkende Abtragsrate wirkt sich direkt auf die freie Elektronendichte aus. Über diesen Zusammenhang lässt sich möglicherweise sowohl die Bohrungstiefe als auch weitere überwachungsrelevante Größen ermitteln. Inwieweit das Messverfahren vom Laserstrahlschweißen auf das Laserbohren übertragbar ist, wird dabei ebenso untersucht wie die Möglichkeit, einzelne Phasen des Bohrprozesses zu detektieren.

In der Literatur werden die akustischen Methoden der Luftschall- bzw. Körperschallmessung überwiegend als störungsanfällig gegenüber äußeren Umgebungseinflüssen dargestellt. Ungeachtet dessen sollen die experimentellen Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit auch auf die Erfassung von akustischen Wellen ausgeweitet werden, damit eine möglichst umfassende Analyse der Wechselbeziehung zwischen den Prozesssignalen und dem Bearbeitungsergebnis aufgestellt werden kann.

Die im Rahmen der Arbeit untersuchten Überwachungsverfahren sind im Folgenden zusammenfassend dargestellt:

- Ausbreitung laserinduzierter Stoßwellen
- Zeitaufgelöste Plasmaspektroskopie
- Integrale Erfassung optischer Prozessemissionen
- Messung des Ionisationsgrades der Materialdampfwolke
- Aufnahme des Luft- und Körperschalls.

4 Experimentelle Methoden

Bevor eine zuverlässige Überwachung des Laserbohrprozesses realisiert werden kann, müssen zunächst verschiedene Überwachungsansätze auf Basis unterschiedlicher Prozessemissionen charakterisiert und auf ihre Eignung zu Zwecken der Prozesssicherung und -kontrolle eingestuft werden. Dabei sollen die während der Bearbeitung entstehenden Prozesssignale möglichst umfassend detektiert und den wichtigsten Phasen des Bohrprozesses zugeordnet werden. Neben einer hohen Empfindlichkeit zum Erfassen schwacher Prozesssignale sind durch die entsprechenden Messverfahren ebenfalls weitere Anforderungen wie beispielsweise eine hohe Aufzeichnungsdynamik zu erfüllen. Dies ist vor allem vor dem Hintergrund wichtig, dass sich viele laserinduzierte Vorgänge auf Zeitskalen von nur wenigen Nanosekunden abspielen. Das Überwachungssystem bzw. die entsprechende experimentelle Anordnung darf zudem den Bearbeitungsprozess selbst möglichst nicht oder nur schwach beeinflussen, weshalb bildgebende und kamerabasierte Verfahren sowie optische Methoden besonders geeignet sind. Sie erlauben die Untersuchung aus der Distanz und sind daher in der Regel Messaufbauten vorzuziehen, welche sich im direkten Kontakt zur Probe befinden.

Im Folgenden werden neben einer Beschreibung der eingesetzten Laserstrahlquellen auch die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten Überwachungstechniken näher erläutert.

4.1 Verwendete Strahlquellen

Im Verlauf dieser Arbeit wurden experimentelle Untersuchungen mit verschiedenen Lasersystemen durchgeführt. Damit war es möglich, den Pulsdauerbereich zwischen 100 fs und 7 ps nahezu lückenlos abzudecken. In Tabelle 4.1 sind die wesentlichen technischen Daten der beiden genutzten Lasersysteme angegeben.

Bei dem kommerziellen ps- und Sub-ps-System *Hurricane* der Firma *Spectra Physics* handelt es sich um ein Lasersystem, das im Wesentlichen auf einem Ultrakurzpulsoszillator und einem regenerativen Nachverstärkungssystem basiert. Dabei werden zunächst in einem Ti:Saphir-Oszillator durch Modenkopplung ultrakurze Pulse mit einer Dauer

Lasersystem		Spectra-Physics Hurricane	IFSW-Pikosekunden- System
Laseraktives Medium	–	Ti:Saphir (Al_2O_3)	Yb:YAG
Wellenlänge λ	nm	800	1030
Pulsdauer τ_H	ps	0,1...5	7
max. mittlere Leistung P_{av}	W	1	40
max. Pulsenergie Q_p	mJ	1	2
max. Repetitionsrate f_p	kHz	1	208
Beugungsmaßzahl M^2	–	1,5	1,22

Tabelle 4.1: Technische Daten der eingesetzten Lasersysteme.

von 100 fs und sehr geringen Pulsenergien von wenigen nJ erzeugt. Durch die Auskopplung einzelner Laserpulse mit Hilfe einer elektro-optischen Pockelszelle wird die hohe Wiederholfrequenz des Oszillator-Pulszugs von 80 MHz auf eine deutlich niedrigere Repetitionsrate von bis zu 1 kHz herabgesetzt. Die niederenergetischen Laserpulse werden anschließend unter Ausnutzung ihrer spektralen Bandbreite mittels dispersiver optischer Elemente (z.B. Beugungsgitter) auf einige 100 ps Dauer gedehnt, um ihre Intensität entsprechend zu reduzieren. Durch die geringere Intensität werden während der nachfolgenden Verstärkung nichtlineare, intensitätsabhängige Effekte weitgehend vermieden und eine Zerstörung der optischen Komponenten verhindert. Die gedehnten intensitätsreduzierten Pulse können nun in einem regenerativen CPA-Verstärkersystem (*Chirped Pulse Amplification*) bis auf eine maximale Energie von rund 1 mJ verstärkt werden. Hierfür muss jeder Laserpuls mehrere Umläufe im verstärkereigenen Resonator durchführen, um dann durch einen weiteren optischen Schalter wieder ausgekoppelt zu werden. Im Anschluss an die Verstärkung findet über einen Gitter-Kompressor wieder eine zeitliche Komprimierung des Laserpulses auf die ursprüngliche Pulslänge statt. Eine Veränderung der Pulscompression im Gitter-Kompressor erlaubt dem Benutzer eine kontinuierliche Einstellung der Pulsdauer zwischen 100 fs und 5 ps. In Bild 4.1 ist abschließend der Aufbau eines CPA-Lasersystems schematisch dargestellt.

Das in Tabelle 4.1 angegebene Pikosekundensystem ist eine Eigenentwicklung des Instituts für Strahlwerkzeuge (IFSW) in Stuttgart, welche zur grundlegenden Untersuchung ablativer Prozesse bei hohen Repetitionsraten und gleichzeitig hohen Pulsenergien aufgebaut wurde. Bei diesem System wird im Gegensatz zur vorher beschriebenen Strahlquelle auf das CPA-Prinzip bewusst verzichtet. Stattdessen erfolgt die Verstärkung der Laserpulse auf Basis eines regenerativen Yb:YAG-Scheibenverstärkers. Dazu

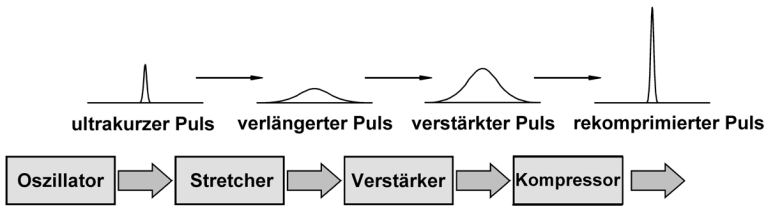


Bild 4.1: Schematische Darstellung des regenerativen CPA-Verstärkersystems. Der vom Oszillator kommende energiearme ultrakurze Laserpuls wird zunächst im Strecher verlängert, um anschließend im Resonator des Verstärkers auf die maximale Pulsenergie verstärkt zu werden. Nach der Verstärkung kann der Puls im Gitter-Kompressor wiederum auf die ursprüngliche Dauer komprimiert werden.

wird zunächst die Pulsfolgefrequenz des modengekoppelten Faseroszillators durch ein Pulspickersystem von 40 MHz auf die benötigte Repetitionsrate reduziert. Nach der Separationseinheit werden die Pulse in den Verstärkerresonator eingekoppelt, in dem sie nach mehrmaligen Umläufen auf bis zu 2 mJ Pulsenergie verstärkt werden können. Bei der Grundwellenlänge von 1030 nm und einer Pulsdauer von rund 7 ps stehen dem Benutzer schließlich ultrakurze Pulse mit Pulswiederholraten von maximal 208 kHz zur Verfügung [102].

4.2 Bildgebende Verfahren zur Charakterisierung der gasdynamischen Stoßwellenausbreitung

Eines der wesentlichen in der vorliegenden Arbeit verwendeten Überwachungsverfahren beruht auf der zeitlichen und räumlichen Erfassung und Analyse der Ausbreitung laserinduzierter Stoßwellen. Aufgrund der hohen Expansionsdynamik der Stoßwellenfront (siehe Kapitel 2.3) ist ihre Beobachtung in der Praxis technisch und experimentell aufwendig. Da die Morphologie und die räumliche Ausdehnung der Stoßwelle bei der späteren Auswertung eine übergeordnete Rolle spielen, sind vor allem kamerabasierte bildgebende Messverfahren als Untersuchungsmethode prädestiniert. Um den hochdynamischen Vorgängen gerecht zu werden, welche auf einer Zeitskala von Nanosekunden und darüberhinaus auf räumlich begrenzten Bereichen im μm -Bereich ablaufen, ist der Einsatz einer empfindlichen Bildverstärkerkamera (ICCD, engl. *gated intensified CCD*) mit extrem kurzer Verschlusszeit im Bereich von wenigen Nanosekunden erforderlich. Eine hohe räumliche Auflösung wird durch die Verwendung eines Mikroskopobjektivs sichergestellt, das die Wechselwirkungszone auf die aktive Fläche der Bildverstärkerka-

mera abbildet. Je nach Experiment können somit Vergrößerungen zwischen 5:1 und 20:1 erzielt werden, was die detaillierte Auswertung der aufgezeichneten Bilder ermöglicht.

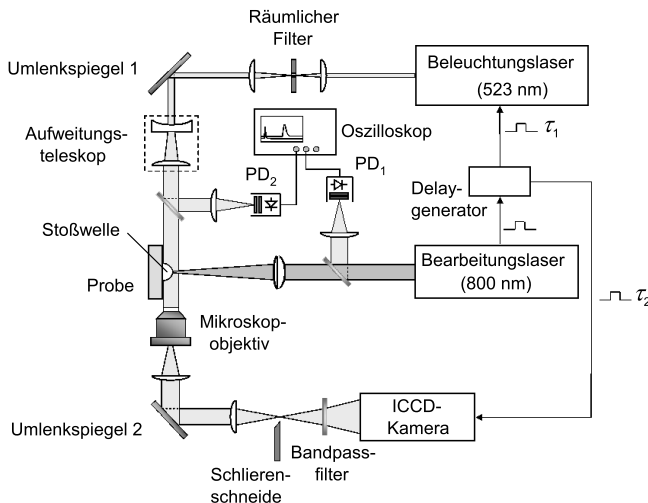


Bild 4.2: Schema der experimentellen Anordnung zur Schatten- und Schlierenfotografie. Je nach verwendeter fotografischer Technik wird in der Brennebene einer unmittelbar vor der Kamera positionierten Abbildungslinse eine Schlierenschneide eingebracht (Schlierenbild) oder aus dem Strahlengang entfernt (Schattenbild). Die zeitliche Auflösung der Methode wird durch die minimale Verschlusszeit des elektronischen Shutters der ICCD-Kamera von 3 ns festgelegt.

In Bild 4.2 ist der gesamte experimentelle Aufbau zur Visualisierung und Aufnahme von laserinduzierten Stoßwellen beim Laserstrahlbohren schematisch dargestellt. Die Strahlung des Bearbeitungslasers wird mittels einer Fokussieroptik auf die Oberfläche der Probe abgebildet und induziert dort nach jedem Puls eine Stoßwelle. Die Wechselwirkungszone wird zu einem definierten Zeitpunkt von der kollimierten Strahlung eines Beleuchtungslasers durchleuchtet, so dass alle Objekte im bestrahlten Gebiet als Schattenrisse zu erkennen sind. Als Beleuchtungsquelle wird ein gütegeschalteter frequenzverdoppelter Nd:YLF-Festkörperlaser verwendet, welcher bei $\lambda = 523 \text{ nm}$ Pulse mit einer Dauer τ_B von etwa 30 ns emittiert. Um eine möglichst homogene Ausleuchtung der gesamten Wechselwirkungszone zu gewährleisten, durchläuft die Beleuchtungsstrahlung zunächst einen räumlichen Filter, bestehend aus einem Pinhole mit einem Durchmesser von $30 \mu\text{m}$. Anschließend wird der Strahl in einem Kepler-Teleskop auf die benötigte Größe aufgeweitet. Ein Mikroskopobjektiv bildet den Wechselwirkungsbereich von Laserstrahl und Stoßwelle vergrößert auf die ICCD-Kamera ab. Der Bandpassfilter

vor der Kamera dient dazu, das Eigenleuchten des laserinduzierten Plasmas zu unterdrücken, das sowohl die Beschädigung des hochempfindlichen Kamerachips verursachen als auch durch Überblendung der Aufnahme die Detektion der Stoßwellen stören kann. Die bereits angesprochene hohe Zeitauflösung der Aufnahmen wird durch die Verschlusszeit der ICCD-Kamera realisiert, indem ihr Bildverstärker gleichzeitig als elektronischer Verschluss agiert und somit extrem kurze Öffnungszeiten von bis zu 3 ns möglich macht [103]. Dem sogenannten „Verschmieren“ der Stoßwellenfront aufgrund ihrer hohen Expansionsgeschwindigkeit zum Zeitpunkt der Belichtung wird somit entgegengewirkt.

Die Synchronisation der beiden beteiligten Laserstrahlquellen und der Hochgeschwindigkeitskamera erfolgt mittels eines Delay-Generators. Bereits mehrere Hundert Nanosekunden vor der Emission eines Bearbeitungspulses wird ein Triggersignal vom Laser an den Generator weitergeleitet. Nach einer individuell einstellbaren Verzögerungszeit erfolgt das Auslösen des Beleuchtungslasers bzw. der ICCD-Kamera durch die vom Generator erzeugten TTL-Signale (τ_1 und τ_2). Zur genauen Identifikation des zeitlichen Abstandes zwischen Bearbeitungs- und Diagnostiklaserpuls werden aus dem jeweiligen Strahlengang geringe Anteile der Laserstrahlung ausgekoppelt und auf schnelle Fotodioden (PD 1 und PD 2) geleitet. Die mit einem Oszilloskop aufgezeichneten Signale geben die tatsächliche Verzögerungsdauer zwischen den Pulsen wieder. Setzt man nun voraus, dass der untersuchte Prozess immer gleich abläuft und wiederholbar ist, so kann der Prozess auch zu frei wählbaren Zeitpunkten nach dem Auftreffen des Bearbeitungspulses beobachtet werden. Dazu müssen lediglich die Auslösezeitpunkte der ICCD-Kamera und des Beleuchtungslasers synchron verschoben werden.

Das Expansionsverhalten gasdynamischer Stoßwellen wurde im Verlauf der Untersuchungen mit den Techniken der Schatten- bzw. Schlierenfotografie visualisiert. Aufgrund der extremen Komprimierung des Atmosphärgases im Bereich der Stoßwellenfront kommt es dort zu einer starken Variation des Brechungsindex. Diese Brechungsindexänderungen können durch die beiden Aufnahmemethoden besonders gut direkt sichtbar gemacht werden [24, 104, 105].

Durch die Schattenfotografie lassen sich Variationen des Dichte- bzw. Brechungsindexgradienten besonders gut darstellen. Bei diesem projizierenden Abbildungsverfahren wird der zu untersuchende Bereich mit dem parallelen Strahlenbündel eines Diagnostiklasers durchleuchtet. Durchlaufen diese Teilstrahlen nun ein Gebiet mit einem Brechungsindexgradienten (im vorliegenden Fall die Stoßwellenfront), so wird jeder Teilstrahl unterschiedlich stark abgelenkt. Durch die anschließende Überlagerung der einzelnen Teilstrahlen in der Schattenebene kann die lokale Verteilung des Brechungsindex in

der Objektebene als Hell-Dunkel-Linien sichtbar gemacht werden, siehe Bild 4.3 rechts.

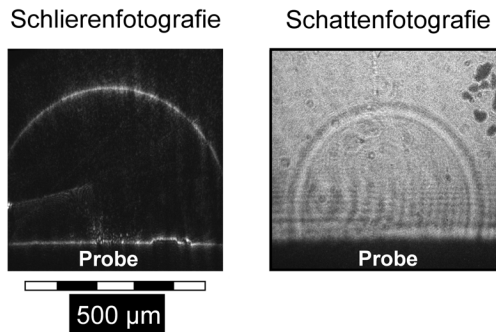


Bild 4.3: Visualisierung gasdynamischer Stoßwellen mit den Techniken der Schlierenfotografie (links) und der Schattenfotografie (rechts) beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen.

Im Fall der Schlierenfotografie wird im Bereich des Fokus der Abbildungslinse eine Schlierenschneide derart eingebracht, dass nur diejenigen Anteile der Diagnostiklaserstrahlung die Schneide passieren können, die an der Stoßwelle eine Ablenkung erfahren haben. Die restlichen Teilstrahlen werden durch die Schlierenschneide abgeblockt. Mit dieser Methode lassen sich Brechungsindexänderungen besonders deutlich sichtbar machen. Sie treten in den Aufnahmen als helle Objekte auf einem dunklen Hintergrund deutlich hervor, so dass der Informationsgehalt der erzeugten Aufnahme derjenigen einer Schattenfotografie übersteigt. Charakteristische Aufnahmen, welche mit Hilfe der Schlieren- und Schattentechnik gewonnen wurden, sind in Bild 4.3 dargestellt.

4.3 Zeitaufgelöste Plasmaspektroskopie – Erfassung optischer Prozessemissionen

Laserinduzierte Plasmen spielen eine maßgebliche Rolle bei der Materialbearbeitung mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung. Das Prozessleuchten, das zum Teil durch die Emission des heißen dichten Plasmas hervorgerufen wird, enthält dabei wichtige Informationen über die Vorgänge in der Abtragszone und kann Rückschlüsse auf solche bedeutsame Größen wie die momentane Abtragsrate liefern. Eine zeitaufgelöste spektroskopische Analyse des Prozessleuchtens erlaubt eine detaillierte Betrachtung der Plasmaparameter und ihrer Dynamik sowohl oberhalb des Werkstücks zu Beginn der Bearbeitung wie auch im Inneren der Kapillare während späterer Stadien des Bohrens. So

können die Abkühlprozesse des Plasmas in Abhängigkeit von geometrischen Parametern der entstandenen Bohrkapillare zu verschiedenen Phasen des Bohrprozesses erfasst werden und auf mögliche Korrelationen zu überwachungsrelevanten Größen wie beispielsweise der Bohrungstiefe oder des Bohrungsdurchbruchs überprüft werden. Ein weiteres Überwachungskonzept basiert im Gegensatz zu der spektral-selektiven Erfassung der Linienstrahlung des Plasmas auf der spektral-breitbandigen integralen Aufnahme der optischen Prozessemissionen durch Einzeldetektoren. Auch hier sollen die gewonnenen Prozesssignale in Bezug zu der Menge des abgetragenen Materials und zu den einzelnen Stadien des Abtragsprozesses gesetzt werden.

Die spektrale Analyse wie auch die breitbandige Erfassung der optischen Prozessemissionen sollen mit dem bestehenden Messaufbau auf ihre Eignung zur Überwachung des gesamten Laserbohrprozesses überprüft werden. Aus diesem Grund muss die Konzeption des experimentellen Aufbaus die Erfassung des Prozessleuchtens nicht nur zu Beginn der Bearbeitung, sondern auch aus den tieferen Regionen der Bohrkapillare, also in jeder beliebigen Bohrphase, ermöglichen. Zudem soll die Überwachung des Abtragsprozesses von der dem Laser zugewandten Seite her realisiert werden, um den Platzanforderungen bei einem möglichen Transfer des Überwachungskonzepts in die industrielle Fertigung gerecht zu werden. Aus diesem Grund wurden in den beiden nachfolgend beschriebenen Messanordnungen die entsprechenden Detektorsysteme in coaxialer Anordnung bezüglich der Längsachse der Bohrung positioniert. Dadurch ist in jedem Stadium der Bearbeitung ein uneingeschränkter Zugang zum Prozessleuchten in der eigentlichen Abtragszone gegeben.

In Bild 4.4 ist der verwendete experimentelle Aufbau zur breitbandigen Erfassung des optischen Prozessleuchtens schematisch wiedergegeben. Die Strahlung des Bearbeitungslasers wird zunächst über einen für die Bearbeitungswellenlänge hochreflektierenden Spiegel zur Fokussieroptik umgelenkt und auf das Werkstück fokussiert. Das während der Bearbeitung emittierte Prozessleuchten wird zu einem gewissen Teil durch die Fokussierlinse kollimiert und über eine weitere Linse auf die empfindliche Detektorfläche des Sensors abgebildet. Bei dem verwendeten Einzeldetektor (genannt Sensordiode) handelt es sich um eine kommerziell erhältliche Silizium-Fotodiode der Firma *Thorlabs* mit einer Signalanstiegszeit von 1 ns und einem spektralen Detektionsbereich zwischen 200 und 1100 nm [106]. Ein zusätzlicher für die Bearbeitungswellenlänge hochreflektierender dielektrischer Spiegel (in der Skizze nicht eingezeichnet) ist in unmittelbarer Nähe des Detektors im Strahlengang integriert, um sicherzustellen, dass alle spektrale Anteile der Bearbeitungswellenlänge aus dem Spektrum des Prozessleuchtens herausgefiltert werden. Eine Übersteuerung der empfindlichen Fotodiode durch Strahlung des Abtragspulses und eine damit einhergehende Verfälschung der Ergebnisse kann somit

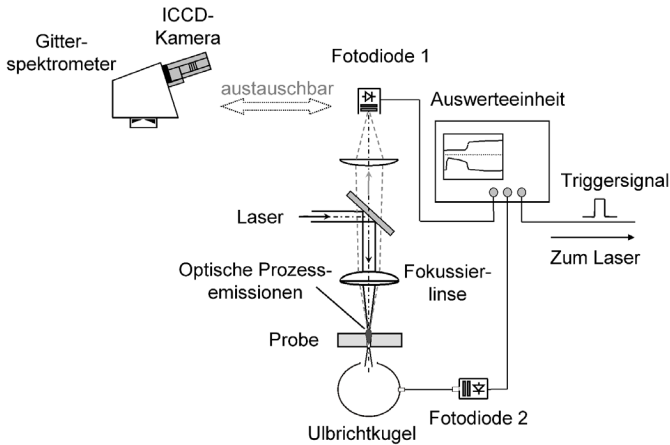


Bild 4.4: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur koaxialen Aufnahme und Analyse der optischen Prozessemissionen beim Laserstrahlbohren von Stahl. Je nach Messanordnung kann die als Einzeldetektor agierende schnelle Si-Fotodiode durch ein Spektrometer mit nachgeschalteter ICCD-Kamera ersetzt werden.

verhindert werden. Im gezeigten Aufbau befindet sich eine weitere Fotodiode (Referenzdiode), welche zur Erzeugung eines Referenzsignals zur Bestimmung des Zeitpunktes des Bohrungsdurchbruchs und der Aufweitung der Austrittsöffnung auf der Rückseite der Probe positioniert ist. Dabei wird die durch die entstandene Durchgangsöffnung transmittierte Strahlung in einer Ulbricht-Kugel aufgefangen und über ein Glasfaserbündel auf die Referenzdiode geleitet. Die Signale der beiden Detektoren werden während der Bearbeitung kontinuierlich mittels eines Oszilloskops abgespeichert und anschließend einer Weiterverarbeitung unterzogen. Zu einem fortgeschrittenen Zeitpunkt der Untersuchungen wurde die ursprünglich verwendete Auswerteeinheit durch eine Echtzeit-Datenverarbeitungseinheit ersetzt, welche sowohl die Datenerfassung als auch die Datenauswertung in einem System vereinigte. Über eine externe Schnittstelle konnte diese Einheit mit dem genutzten Lasersystem zwecks einer automatischen Regelung des Bohrprozesses mit Hilfe der beschriebenen Sensoreinheit verbunden werden.

Die Anordnung zur zeitaufgelösten spektroskopischen Analyse der Plasmaemission entspricht im Wesentlichen dem bereits vorgestellten Aufbau zur breitbandigen Aufnahme des Prozessleuchtens. Die bestehenden optischen Komponenten sind durch Optiken aus Quarzglas zu ersetzen, welche für einen breiten Spektralbereich transparent sind und somit keinen Verlust an spektraler Information im aufgezeichneten Spektrum verursachen.

Anstelle der koaxial angeordneten Fotodiode kommt ein Gitterspektrometer mit einer empfindlichen ICCD-Kamera als Detektor zum Einsatz (beachte Bild 4.4). Die Prozessmissionen im Bereich des Laserfokus werden exakt auf den Eingangsspalt des Spektrometers abgebildet, und die gewonnenen Spektren auf das quadratische Detektorarray der Kamera übertragen. Durch die Kameraverschlusszeit von 10 ns konnte mit diesem Aufbau eine zeitlich hochaufgelöste spektrale Untersuchung des Plasmas im Verlauf des Bohrprozesses realisiert werden. Die zeitliche Entwicklung des Emissionsspektrums des Plasmas von den ersten Nanosekunden seiner Entstehung bis in den μs -Bereich wurde über die Zeitverzögerung zwischen dem abtragenden Puls und der Aufzeichnung durch den elektronischen Trigger des Lasersystems eingestellt.

4.4 Messung des Ionisationsgrades der Materialdampf Wolke

Das Prozessleuchten, hervorgerufen durch die Emissionen des heißen, laserinduzierten Plasmas, wird durch eine Reihe von physikalischen Parametern bestimmt, beispielsweise der Temperatur, der Dichte, der Zusammensetzung und dem Ionisationsgrad des Atmosphärgases im ablatierten Materialdampf. Diese Größen sind ihrerseits im hohen Maße von verschiedenen Parametern abhängig, die bei der Überwachung des Laserbohrprozesses von Interesse sind. Sie umfassen die Abtragsrate selbst ebenso wie wichtige geometrische Parameter der entstandenen Bohrkapillare. Eine direkte und detaillierte Betrachtung eines oder mehrerer der oben genannten Plasmaparameter im Verlauf des Bohrprozesses kann somit neben der Analyse optischer Prozessemissionen durchaus eine Möglichkeit zur Realisierung einer erfolgreichen Überwachung verschiedener Stadien der Bearbeitung eröffnen.

Der in diesem Kapitel beschriebene Überwachungsansatz basiert auf der Erfassung des Ionisationsgrades bzw. der Ladung der Materialdampf Wolke, welche während des Bohrens im Raum zwischen der Werkstückoberfläche und einer als Detektor verwendeten Elektrode entsteht (Bild 4.5). Durch die hohe Intensität der ultrakurzen Laserpulse bildet sich am Ort des Materialabtrags ein teilweise oder vollständig ionisiertes Materialdampfplasma. Aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten der freien Elektronen und der positiven Ionen kommt es innerhalb der Wolke zu einer Ladungstrennung und somit zu einer Potentialdifferenz. Wird oberhalb der Probe eine elektrisch leitende Elektrode positioniert, so ist es möglich, zwischen dieser Elektrode und der geerdeten Probe eine elektrische Spannung abzugreifen, welche der freien Elektronendichte im Plasmaobjekt proportional ist. Die Elektronendichte hängt im Wesent-

lichen mit der Temperatur der Plasmawolke sowie mit dem abgetragenen Materialvolumen zusammen. So kann der Verlauf des Bohrprozesses analog zu der Erfassung der optischen Prozessemissionen durch die Aufnahme des Spannungssignals überwacht und gegebenenfalls geregelt werden.

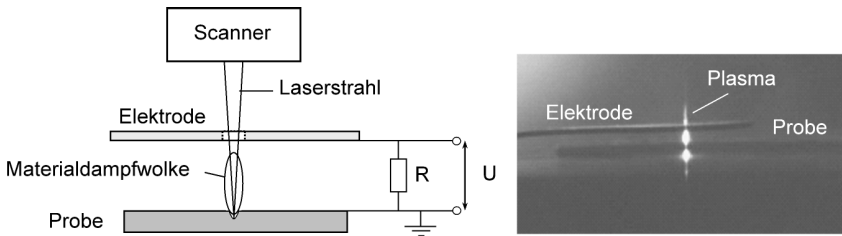


Bild 4.5: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Erfassung der Ladung der Materialdampfwolke beim Bohren in Stahl mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung (linkes Bild). Das Spannungssignal wird zwischen der über der Materialoberfläche angebrachten Elektrode und der geerdeten Probe gemessen. Im rechten Bild ist die Situation zu Beginn der Bearbeitung abgebildet.

In Bild 4.5 ist der verwendete experimentelle Aufbau zur zeitaufgelösten Messung des Ionisationsgrades der Materialdampfwolke schematisch illustriert. Der Laserstrahl wird über eine runde Öffnung (Durchmesser 1 mm) in der Elektrode zum Werkstück geführt und erzeugt dort je nach eingesetzter Pulsenergie ein dichtes Plasma. Die aus Kupfer gefertigte Elektrode wird zu Beginn der Bearbeitung in einem solchen Abstand zur Werkstücks Oberfläche positioniert, dass die Plasmawolke die Elektrodenoberfläche während des Bohrens problemlos erreichen kann (rechte Darstellung in Bild 4.5). Die elektrische Spannung zwischen der Elektrode und der geerdeten Probe wird nach jedem Laserpuls mit Hilfe eines Oszilloskops aufgezeichnet, anschließend aufbereitet und unterschiedlichen Phasen des Bohrprozesses gegenübergestellt. Der Überwachungsansatz beinhaltet kein Anlegen einer externen Spannung an die Elektrode, so dass kein zusätzliches elektrisches Feld entsteht, welches den Bearbeitungsprozess beeinflussen kann. Der einfache Aufbau und die Unempfindlichkeit gegenüber äußeren Einflüssen sind weitere Vorteile dieses Verfahrens.

4.5 Aufnahme des Luft- und Körperschalls

Die bisher beschriebenen Überwachungsverfahren beruhen entweder auf der Detektion der optischen Prozessemissionen oder der Ausbreitung laserinduzierter Stoßwellen.

Neben diesen prozessbedingten Signalen aus der Ablationszone stellen akustische Prozessemissionen wie Luft- und Körperschall eine weitere Informationsquelle über den Verlauf der Bearbeitung dar. Ganz analog zu den optischen Verfahren kann sich eine Prozessüberwachung auf akustischem Weg auf die zeitliche Entwicklung der Signallintensität stützen und damit einen Prozessablauf charakterisieren.

Zur Aufnahme der Luftschall- und Körperschallsignale wird eine piezoelektrische Keramik auf der Basis von Bleizirkonat-Titanat (PZT) als Sensorelement eingesetzt. Dabei wird der sogenannte direkte Piezoeffekt ausgenutzt, welcher mechanische Größen wie Druck, Dehnung oder Beschleunigung in eine elektrische Spannung umwandelt. Aufgrund der vergleichsweise hohen Domänenbeweglichkeit, d.h. relativ leichter Polarisierbarkeit, sind speziell „weiche“ PZT-Keramiken für die Herstellung von hochdynamischen Sensoren prädestiniert [107]. Zur Durchführung der Untersuchungen ist insbesondere das modifizierte PZT-Material PIC 255 infolge seines hohen Kopplungsfaktors für Schallsensoren geeignet. Der Kopplungsfaktor beschreibt das Vermögen eines piezoelektrischen Materials, aufgenommene mechanische in elektrische Energie umzuwandeln und bestimmt somit maßgeblich die Empfindlichkeit des Sensors.

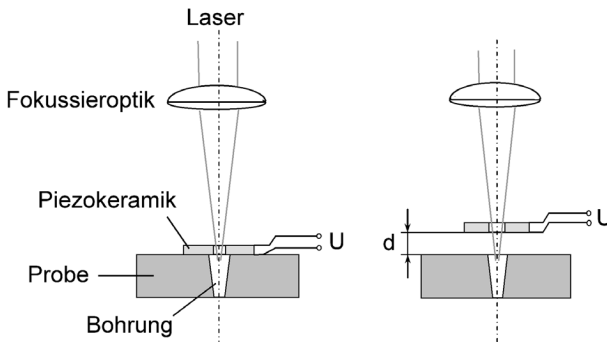


Bild 4.6: Versuchsanordnung zur Aufnahme von Körperschall (linkes Bild) und Luftschall (rechtes Bild). Die piezoelektrische Keramik wird je nach Signalart im direkten Kontakt zum Werkstück oder in einem variablen Abstand d über der Probe angebracht. Die Laserstrahlung erreicht das Werkstück über eine in der Keramikmitte angeordnete Öffnung. Das Sensorsignal wird über die beiden Kontakte aufgenommen, welche an den Stirnseiten der Piezokeramik angebracht sind.

Bild 4.6 zeigt den schematischen Messaufbau zur Aufnahme von Körperschall (linke Darstellung) und Luftschall (rechte Darstellung). In beiden Fällen wird in der Mitte der Piezokeramik eine runde Öffnung eingebracht, durch welche die Laserstrahlung zum Werkstück gelangen kann. Zur Erfassung von Körperschallwellen während der Bear-

beutung befindet sich das Sensorelement im direkten Kontakt zur Materialoberfläche. Ein spezielles Gel sorgt zusätzlich für eine optimale Anbindung zwischen den beiden Kontaktflächen, was sich positiv auf die Signalamplitude auswirkt. Zur Aufnahme von Luftschall kann der Sensor in einem variablen Abstand oberhalb der Probenoberfläche positioniert werden. Der Abstand wirkt sich unmittelbar auf die Laufzeit der Schallwelle sowie auf die Signalstärke aus. Die eigentliche Erfassung des resultierenden elektrischen Signals erfolgt über zwei Elektroden, welche auf den beiden Stirnflächen der Keramikscheibe angebracht sind.

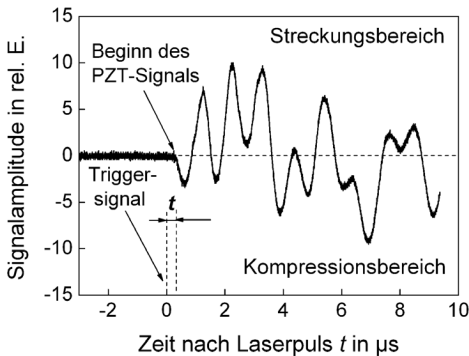


Bild 4.7: Charakteristische Form des Sensorsignals, entstanden durch Erfassung einer Schallwelle während Herstellung einer Bohrung in CrNi-Stahl. Die Dichteschwankungen in der Schallwellenfront werden an den Sensor übertragen und führen dort zur Streckung und Kompression der Piezokeramik. Über die Kontaktelektroden kann eine solche Schwingung in Form der elektrischen Spannung aufgezeichnet werden.

In Bild 4.7 ist ein typisches Sensorsignal wiedergegeben, das durch Einwirkung einer Luftschallwelle generiert wurde. Zum Zeitpunkt $t = 0$ trifft der Laserpuls auf das Material und erzeugt dort eine Luftschallwelle. Die Welle breitet sich von der Quelle ins Umgebungsmedium aus und erreicht nach einer Verzögerung t die Piezokeramik. Dort bewirken die akustischen Prozesssignale eine Streckung und Kompression der Keramikscheibe, wodurch die charakteristische Form der detektierten akustischen Signale entsteht.

5 Überwachung des Bohrprozesses durch Auswertung der gasdynamischen Stoßwellenexpansion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der schlieren- und schattenfotografischen Überwachung der Ausbreitung laserinduzierter Stoßwellen während des Bohrprozesses vorgestellt. Diese Überwachungsmethode liefert Informationen über die wichtigsten Bearbeitungsphasen sowie die maßgeblichen Kenngrößen des Bohrprozesses. Neben detaillierten experimentellen Untersuchungen zur prinzipiellen Gültigkeit der Methode werden auch ihre Vor- und Nachteile hinsichtlich der industriellen Umsetzbarkeit diskutiert. Die Ausweitung der Experimente auf eine breite Parameterbasis trägt zusätzlich zur Charakterisierung dieser Überwachungstechnik bei.

5.1 Ausbreitungsverhalten der Stoßwellen beim Laserbohren

5.1.1 Grundlegende Betrachtung der Stoßwellendynamik

Das Ausbreitungsverhalten laserinduzierter Stoßwellen ist bereits von zahlreichen Arbeitsgruppen im Hinblick auf die Entstehungsregion, Wechselwirkungen mit der Strahlung und den Energiegehalt eingehend untersucht worden [23, 30, 108]. Die in den genannten Arbeiten dargestellten Ergebnisse beziehen sich allerdings ausschließlich auf die Entstehung und Propagation der Druckwellen bei der Bearbeitung von Werkstückoberflächen. Die Expansion der Stoßwellenfront aus tieferen Regionen der Bohrkapillare wurde hingegen als möglicher Ansatz zur Überwachung des Bohrprozesses bisher ungenügend bzw. gar nicht untersucht.

Bild 5.1 zeigt eine Serie von Schlierenaufnahmen laserinduzierter Stoßwellen für verschiedene Bohrlochtiefen. Die Bilder wurden jeweils 500 ns nach dem Auftreffen eines 5 ps-Bearbeitungspulses mit der in Kapitel 4.2 beschriebenen Versuchsanordnung aufgenommen. Zu Beginn des Bohrprozesses, der im Perkussionsmodus durchgeführt wurde,

also für einen Oberflächenabtrag, wie er bei der Beaufschlagung mit wenigen Pulsen noch gegeben ist, ist eine typische hemisphärische Stoßwelle mit einer verhältnismäßig großen Expansionsreichweite über der Werkstückoberfläche zu beobachten. Mit zunehmender Bohrdauer und größerer Bohrungstiefe nimmt der Radius der Stoßfront hingegen kontinuierlich ab, bis nach etwa 30 000 Pulsen keine Stoßwelle mehr sichtbar ist.

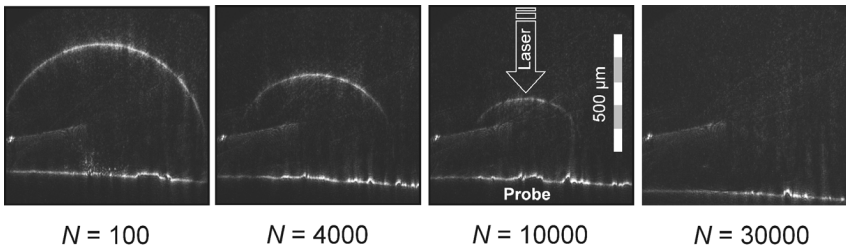


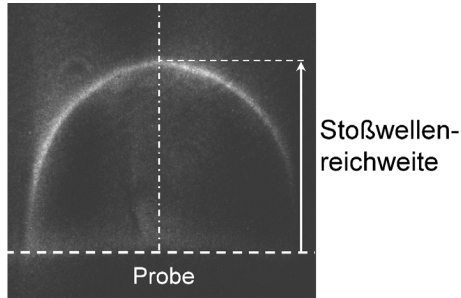
Bild 5.1: Schlierenaufnahmen von Stoßwellen aus verschiedenen Bohrungstiefen, aufgenommen jeweils 500 ns nach dem Auftreffen des Bearbeitungspulses. Die Anzahl der Bearbeitungspulse ist unter jeder Aufnahme angegeben. Die Bearbeitung erfolgte an einer Stahlprobe mit $s = 500 \mu\text{m}$ bei $\tau_H = 5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q_p = 650 \mu\text{J}$, $d_f = 18 \mu\text{m}$.

Das beobachtete Verhalten lässt sich über die prozesstechnisch bedingte Änderung der Kapillargeometrie sowie über die Abnahme der effektiven Pulsenergie in der Abtragszone mit zunehmender Kapillartiefe erklären (vgl. Kapitel 2.4.1). Einhergehend mit dem Rückgang der effektiven Pulsenergie wird weniger Energie in die am Bohrungsgrund induzierte Stoßwelle übertragen, was nach der SEDOVschen Theorie der gasdynamischen Stoßwellenausbreitung [48] zur Abnahme ihrer Ausbreitungsgeschwindigkeit führt. Somit hängt diese Expansionsgeschwindigkeit eng mit der Dynamik des Abtragsprozesses zusammen. Das zweite, hier zu berücksichtigende Phänomen ist die Zunahme der Ausbreitungsdauer der Stoßwellen mit wachsender Bohrlochtiefe. Das Zusammenspiel beider Effekte führt schließlich zur beobachteten Ausbreitungscharakteristik der Stoßwellenfront [109].

Die in Bild 5.1 demonstrierte Änderung der Stoßwellengröße im Verlauf des Bearbeitungsprozesses weist auf eine mögliche Korrelation mit verfahrenstechnischen Größen, wie beispielsweise der Bohrungstiefe, hin. Als detektierbare Messgröße kann die Reichweite der Stoßwelle zu einem definierten Zeitpunkt nach dem Ablationsvorgang hinzugezogen werden. Dabei wird der Radius der Stoßwelle, wie in Bild 5.2 dargestellt, als maximaler Abstand der Stoßwellenfront zur Probenoberfläche definiert und aus schlierenphotografischen Aufnahmen während unterschiedlicher Phasen der Bearbeitung extra-

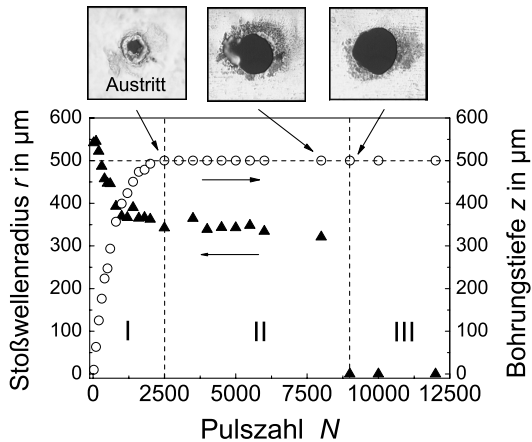
hiert.

Bild 5.2: Messung der Stoßwellenreichweite aus Schlierenfotografien. Zur Bestimmung der Ausdehnung der Druckwelle zum Zeitpunkt der Aufnahme wird der maximale Abstand der Stoßwellenfront zur Probenoberfläche verwendet. Die vom kreisrunden Profil leicht abweichende Form der Druckwelle kann auf die Aufprägung einer Vorzugsrichtung auf den ausströmenden Materialdampf durch die Bohrkapillare zurückgeführt werden.



Zur genauen Analyse der gasdynamischen Expansion der Stoßwellen beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen werden ihre Reichweiten zu einem festen Aufnahmezeitpunkt nach dem Bearbeitungspuls den jeweiligen Bohrungstiefen gegenübergestellt. Gemäß Bild 5.3 kann das Verhalten der Stoßwellenradien in drei unterschiedliche Phasen unterteilt werden. In der ersten Phase, also während der ersten etwa 1 000 Pulse, nimmt der Stoßwellenradius entsprechend der schnellen Zunahme der Bohrungstiefe auf $400\text{ }\mu\text{m}$ um zirka $200\text{ }\mu\text{m}$ ab. Im weiteren Verlauf der Bearbeitung bis zum Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs bei 2 500 Pulsen ändert sich der Radius analog zur langsamen Entwicklung der Kapillartiefe nur geringfügig, so dass die Entwicklung dieser beiden Größen dabei in entgegengesetzter Weise erfolgt.

Bild 5.3: Entwicklung des Stoßwellenradius sowie der Bohrungstiefe mit der Anzahl der Bearbeitungspulse beim Bohren in CrNi-Stahl ($s = 500\text{ }\mu\text{m}$). Der gesamte Prozess kann in drei charakteristische Bereiche unterteilt werden: Bohrtiefenfortschritt (I), radiale Aufweitung der Austrittsöffnung (II) und Bohrende (III). Die lichtmikroskopischen Aufnahmen zeigen den Bohrungsaustritt in verschiedenen Stadien des Aufweitungsprozesses ($\tau_H = 5\text{ ps}$, $\lambda = 800\text{ nm}$, $f_P = 1\text{ kHz}$, $d_f = 18\text{ }\mu\text{m}$, $Q_P = 650\text{ }\mu\text{J}$, Fokuslage $-200\text{ }\mu\text{m}$).



In der zweiten Bearbeitungsphase (Phase II), in deren Verlauf der Bohrungsaustritt auf

seine vorgegebene Geometrie aufgeweitet wird, ändert sich der Wert des Stoßwellenradius über einen großen Pulszahlbereich nur unwesentlich. Diese Entwicklung geht, wie die lichtmikroskopischen Aufnahmen der Austrittsöffnung in Bild 5.3 verdeutlichen, mit der stetigen Zunahme des Durchmessers der Bohrungsaustrittsöffnung einher. Nach etwa 9 000 Pulsen findet ein abrupter Sprung im Kurvenverlauf des Stoßwellenradius statt, wobei es zu einer signifikanten Abnahme des Druckwellenradius kommt. In dieser Bearbeitungsphase verschwindet die Stoßwelle vollständig über der Werkstückoberfläche und kann daher mit schlierenphotografischer Aufnahmetechnik nicht mehr detektiert werden.

5.1.2 Detektion der Bohrungstiefe

Wie die in Bild 5.3 dargestellten Kurven zeigen, besteht zwischen dem Stoßwellenradius und verschiedenen Phasen des Bearbeitungsprozesses ein enger Zusammenhang. Um zu einer genauen Beurteilung dieser Wechselbeziehung zu gelangen, sind die experimentellen Ergebnisse einer eingehenden Analyse hinsichtlich einer Korrelation mit einzelnen Bohrphasen unterzogen worden.

Bild 5.4 zeigt einen Ausschnitt des Kurvenverlaufs aus Bild 5.3, der die Situation vor dem Erreichen des Bohrungsdurchbruchs beschreibt. Demnach verhalten sich der Radius der Stoßwelle und die Bohrungstiefe während des Bohrprozesses genau entgegengesetzt. Zu Beginn der Bearbeitung steigt der Wert des Stoßwellenradius zunächst leicht an. Dieser geringfügige Anstieg bis ca. 50 μm Bohrtiefe lässt sich mit einer Fokussierung der Laserstrahlung im flachen Krater und der daraus resultierenden höheren Fluenz im Kraterzentrum plausibel erklären. Anschließend ändern sich die Werte des Stoßwellenradius und der Bohrungstiefe besonders stark. So entspricht die Tiefe der Bohrkapillare nach etwa 1 000 applizierten Bearbeitungspulsen schon rund 80% der gesamten Materialdicke. Die Stoßwellengröße nimmt im entsprechenden Prozessabschnitt ebenso signifikant ab und befindet sich am Ende des Bearbeitungsabschnittes bei 350 μm . Im weiteren Verlauf der Bearbeitung wird demgegenüber eine wesentlich höhere Anzahl an Laserpulsen benötigt, um die verbleibenden 100 μm der Stahlprobe endgültig zu durchbohren. Der Kurvenverlauf der Bohrungstiefe nähert sich dementsprechend asymptotisch der maximalen Probenstärke von 500 μm an. Die Entwicklung des Stoßwellenradius folgt diesem Verhalten und zeigt in dieser Bohrphase eine ausgeprägte Änderung des Abnahmegradients.

Die offensichtlich enge Verknüpfung zwischen den beiden Größen kann durch die vereinfachte Annahme einer energetisch verlustfreien Stoßwellenausbreitung innerhalb der

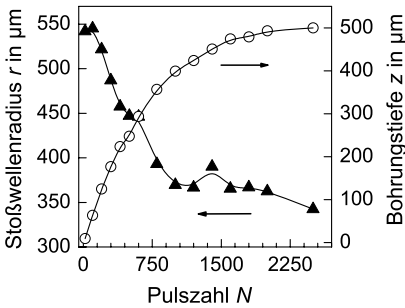


Bild 5.4: Verhalten der Bohrungstiefe und des Stoßwellenradius in Abhängigkeit von der Anzahl der applizierten Bearbeitungspulse für die Bearbeitungsphase bis zum Erreichen des Bohrungsdurchbruchs. Das Diagramm stellt einen Ausschnitt aus Bild 5.3 mit verfeinerter Abszissenskalierung dar.

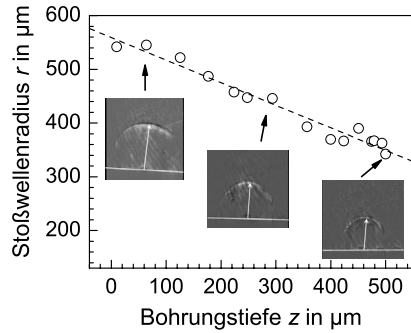


Bild 5.5: Darstellung des linearen Zusammenhangs zwischen dem Stoßwellenradius, aufgenommen mit einer konstanten zeitlichen Verzögerung von 500 ns relativ zum Bearbeitungspuls, und der Bohrungstiefe für die in Bild 5.4 dargestellten experimentellen Daten ($\tau_H = 5$ ps, $\lambda = 800$ nm, $f_P = 1$ kHz, $d_f = 18$ µm, Fokuslage -200 µm).

Bohrkapillare erklärt werden. Unter Voraussetzung einer zylinderförmigen Kapillargeometrie mit ebenen Wänden ohne nennenswerte Unregelmäßigkeiten breitet sich die Stoßwellenfront vom Bohrungsgrund bis zur Werkstücksoberfläche ohne einen erwähnenswerten Energieverlust aus. Erst wenn diese planare Ausbreitung in eine hemisphärische Expansion ins Umgebungsmedium oberhalb der Materialoberfläche übergeht, reduziert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßfront aufgrund ihrer stetig zunehmenden Oberfläche. Somit ist die detektierte Stoßwellenreichweite über ihre Propagationszeit innerhalb der Bohrkapillare mit der Bohrungstiefe verbunden, so dass zwischen dem Radius der Stoßwelle, aufgenommen mit einer fest definierten Verzögerung, und der momentanen Tiefe der Bohrung eine direkte Korrelation besteht. Diese These wird durch das Diagramm in Bild 5.5 zusätzlich untermauert. Hier ist der Stoßwellenradius direkt über der Bohrungstiefe dargestellt. Im gesamten untersuchten Tiefenbereich herrscht demnach ein eindeutiger linearer Zusammenhang, welcher eine in-situ Überwachung der Bohrungstiefe beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen mittels Erfassung der laserinduzierten Stoßwellen möglich macht.

5.1.3 Überwachung des Bohrungsdurchbruchs

Während der Radius der Stoßwellenfront linear mit der Tiefe der entstehenden Bohrung korreliert, zeigen die entsprechenden Untersuchungen hingegen, dass zum Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs keine signifikante Änderung des Stoßwellenradius auftritt. Zu erwarten wäre ein beträchtlicher Rückgang der Stoßwellengröße über der Probenoberfläche, da aufgrund der entstandenen Austrittsöffnung ein Teil der Druckwelle zur Probenrückseite hin expandieren und somit auch einen Teil der Energie abführen kann.

Zum besseren Verständnis des Durchbruchmechanismus und zur Klärung der beobachteten Effekte wurde der Vorgang des Bohrungsdurchbruchs daher anhand diagnostischer Aufnahmen für verschiedene Materialien visualisiert, und das Verhalten der Stoßwelle in dieser Bohrphase gesondert untersucht. Bild 5.6 zeigt eine Sequenz von Schattenaufnahmen, welche die Entwicklung des Stoßwellenradius während der Bearbeitung einer 250 μm dicken Stahlprobe illustriert. Aufgrund der geringen Probenstärke konnte die Ausbreitung der Stoßwellenfront auf beiden Seiten des Werkstücks aufgenommen werden. Die räumliche Ausdehnung der Wellenfront oberhalb der Probe wurde anhand dieser Aufnahmen ausgewertet und in Relation zur Pulszahl gesetzt (siehe Bild 5.7).

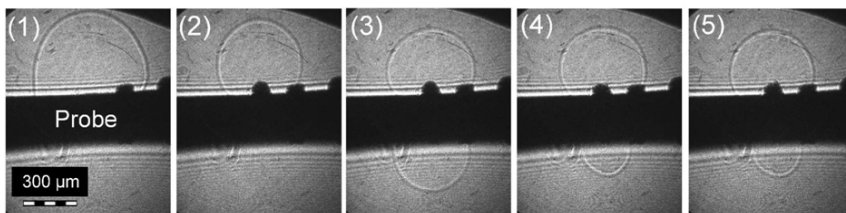
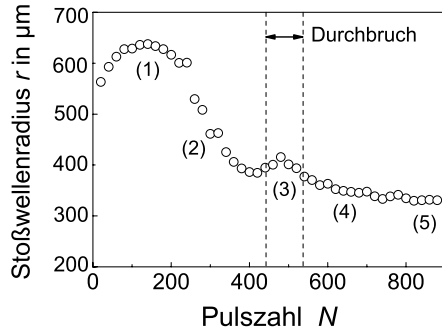


Bild 5.6: Diagnostische Untersuchungen zum Verhalten der Stoßwellenfront während des Bohrungsdurchbruchs. Die schattenfotografischen Aufnahmen der Stoßwellen erfolgten zu verschiedenen Phasen des Bohrprozesses. Das Erscheinen einer zweiten Stoßfront auf der Probenrückseite kennzeichnet den Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs ($\tau_H = 4,5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $f_P = 1 \text{ kHz}$, $d_f = 18 \text{ }\mu\text{m}$, $Q_P = 650 \text{ }\mu\text{J}$, Fokusslage $-200 \text{ }\mu\text{m}$, $t_{\text{Delay}} = 500 \text{ ns}$, Probenstärke $s = 250 \text{ }\mu\text{m}$).

Wie in den vorherigen Versuchsreihen nimmt auch in diesem Fall der Stoßwellenradius mit ansteigender Bohrungstiefe zunächst stark ab. Zwischen 450 und 550 Pulsen findet der Durchbruch der Strahlung durch die Probenrückseite statt, was in den Schattenaufnahmen dadurch sichtbar wird, dass auch im Bereich der Austrittsöffnung auf der Probenrückseite eine Stoßwelle auftritt. Bemerkenswerterweise kommt es dadurch nicht zur Reduzierung der Ausdehnung der hemisphärischen Stoßwellenfront an der Vorderseite der Probe, sondern führt im Gegenteil zu einer leichten Zunahme des Radiuswertes. Der

Radius der Stoßwelle auf der Probenrückseite nimmt indessen, wie die Schattenaufnahmen verdeutlichen, mit wachsender Bohrdauer deutlich ab.

Bild 5.7: Entwicklung des Stoßwellenradius in Abhängigkeit von der Anzahl der Bearbeitungspulse beim Laserstrahlbohren in einer dünnen Stahlprobe. Die eingezeichneten Zahlen entsprechen den Schattenaufnahmen der Stoßwellenfront aus Bild 5.6. Zum Zeitpunkt des Durchbohrens der Probe ist kein signifikanter Rückgang des Stoßwellenradius festzustellen.



Ein völlig anderes Durchbruchverhalten wird bei der Bearbeitung von Keramikwerkstoffen beobachtet (Bild 5.8). Bei diesen Materialien nimmt der Radius der hemisphärischen Stoßfront zum Zeitpunkt des Durchbruchs abrupt um ca. 150 µm ab, wobei ein wesentlicher Teil der Stoßwelle in den Raum hinter der Probenrückseite expandiert. Besonders deutlich lässt sich dieses für keramische Materialien charakteristische Verhalten anhand des Diagramms in Bild 5.9 nachvollziehen. Der Durchbruch lässt sich hier eindeutig anhand der steilen Abnahme des Stoßwellenradius identifizieren.

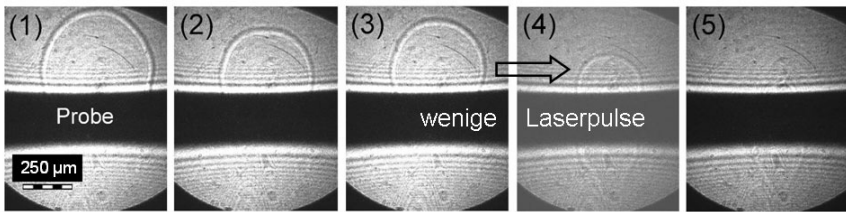


Bild 5.8: Visualisierung des Durchbruchverhaltens anhand der Ausbreitung laserinduzierter Druckwellen oberhalb der Materialoberfläche beim Bohren in Al_2O_3 -Keramik mit ultrakurzen Laserpulsen. Der Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs kann anhand des signifikanten Rückgangs der Stoßwellengröße eindeutig festgestellt werden ($\tau_H = 800 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $f_P = 1 \text{ kHz}$, $d_f = 18 \text{ µm}$, $Q_P = 650 \text{ µJ}$, Fokusslage -200 µm , $t_{\text{Delay}} = 500 \text{ ns}$, Probenstärke $s = 250 \text{ µm}$).

Das Fehlen einer sprunghaften Abnahme des Stoßwellenradius zum Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs bei metallischen Werkstoffen kann mit dem Aufweitungsmechanismus der Austrittsöffnung begründet werden. Aufgrund des hohen Schmelzaufkommens innerhalb der Bohrkapillare, vor allem im Bereich der Kapillarspitze, ist der Durchmes-

ser der entstandenen Öffnung unmittelbar nach dem Durchbruch relativ klein und dehnt sich erst nach längerer Bohrzeit auf größere Werte aus. Dadurch bewegt sich unmittelbar nach dem Durchbruch ein wesentlicher Teil der Stoßwelle weiter in Richtung der Probenoberfläche, so dass dort insgesamt keine signifikante Abnahme des Stoßwellenradius beobachtet werden kann [110].

Im Gegensatz zu diesem Öffnungsmechanismus werden bei Keramiken wie beispielsweise Aluminiumoxid (Al_2O_3) in der Phase des Lochdurchbruchs am Austritt große, zusammenhängende Probenbruchstücke gelöst, wodurch die Austrittsöffnung unmittelbar nach dem Bohrungsdurchbruch einen wesentlich größeren Durchmesser als bei Stahl aufweist (siehe dazu Bild 2.15). Dadurch kann ein beträchtlicher Teil der Stoßwelle auch in die Richtung der Probenrückseite expandieren und damit die Reichweite der Stoßfront oberhalb der Probe einschränken.

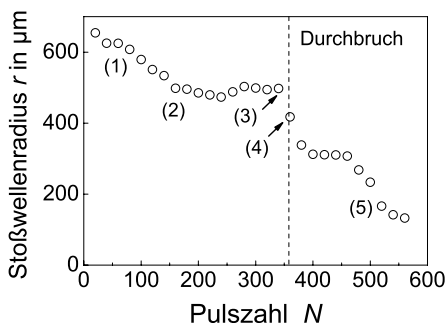
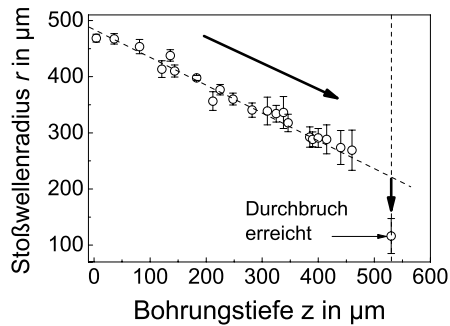


Bild 5.9: Entwicklung des Stoßwellenradius über der Pulszahl beim Bearbeiten einer Aluminiumoxid-Keramik. Die den Nummern entsprechenden schattenfotografischen Aufnahmen zum Verhalten der Stoßwellen sind in Bild 5.8 dargestellt.

Eine weitere Bestätigung der Auswirkung des Aufweitungsverhaltens auf die Ausbreitungscharakteristik von Stoßwellen in der Phase des Bohrungsdurchbruchs liefern Bohrversuche in Stahl, welche im Wendelmodus durchgeführt wurden. Im Gegensatz zum Perkussionsbohren erfolgt die Aufweitung der Austrittsöffnung bei dieser Bohrstrategie erheblich rascher. Wie theoretische Betrachtungen und experimentelle Untersuchungen gezeigt haben [27], bildet sich in diesem Fall am Bohrgrund keine eng zulaufende, sondern eine kolbenförmige Kapillarspitze aus, welche im Laufe des Prozesses in die Tiefe vorangetrieben wird. Dadurch kann die einmal entstandene Kapillaröffnung nicht wiederholt durch Schmelzablagerungen verschlossen werden, was zu einer ständig offenen, vergleichsweise großen Austrittsöffnung führt. Somit nimmt der Stoßwellenradius in ähnlicher Weise wie bei keramischen Werkstoffen zum Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs erwartungsgemäß deutlich ab (vgl. dazu Bild 5.10).

Zusammenfassend ist festzustellen, dass die Überwachung des Bohrungsdurchbruchs mit der hier vorgestellten Detektionsmethode eng an die Aufweitungscharakteristik des

Bild 5.10: Entwicklung des Stoßwellenradius über der Bohrungstiefe bis zum Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs in einer CrNi-Stahlprobe ($s = 530 \mu\text{m}$). Im Moment des Bohrungsdurchbruchs ist eine deutliche Änderung der Stoßwellengröße aufgrund der raschen Aufweitung der sich ausbildenden Austrittsöffnung detektierbar ($\tau_H = 5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $f_P = 1 \text{ kHz}$, $d_f = 24 \mu\text{m}$, $H = 105 \text{ J/cm}^2$, Fokuslage $-400 \mu\text{m}$, $t_{\text{Delay}} = 500 \text{ ns}$).



zu bearbeitenden Probenmaterials gebunden ist. Eine direkte Korrelation zwischen dem Stoßwellenradius und dem Bohrungsdurchbruch lässt sich für das Perkussionsbohren von Stahl nicht ableiten, da die Austrittsöffnung in diesem Fall relativ langsam aufgeweitet wird. Die Übertragung von Energie auf die in Richtung der Probenrückseite austretende Welle ist somit vernachlässigbar, wodurch der Stoßwellenradius oberhalb der Probe keine bedeutsame Änderung erfährt. Die Detektion des Bohrungsdurchbruchs mit dem verwendeten Überwachungsansatz scheint aus diesem Grund auf das Bohren von Keramik oder das Wendelbohren in metallischen Werkstoffen beschränkt zu sein.

5.1.4 Aufweitung des Bohrungsaustrittes und Bearbeitungsende

Nach dem Bohrungsdurchbruch wird die entstandene Öffnung auf die vorgegebene Größe aufgeweitet, womit der Bohrprozess schließlich als abgeschlossen gilt. Der Austrittsdurchmesser der Bohrung bzw. ihre Austrittsfläche sind für die technische Nutzung lasergefertigter Bohrungen von besonderer Bedeutung, da sie zum Beispiel bei Einspritzdüsen oder Kühlbohrungen für Turbinenschaufeln als relevante Zielgröße für den Kraftstoff- bzw. Luftdurchfluss gelten. Aus diesem Grund ist eine exakte Einhaltung der geforderten Austrittsgröße von entscheidender Bedeutung.

Trotz des zunehmenden Durchmessers der geöffneten Bohrkapillare kommt es in der Aufweitungphase im Bereich des Bohrungsaustrittes zur Ablation des bestrahlten Materials, wodurch weiterhin die Entstehung gasdynamischer Stoßwellen induziert wird. Die Ausbreitungscharakteristik dieser Stoßwellen sowie der charakteristische Aufweitungsverlauf der Kapillaröffnung sind in Bild 5.11 über der Anzahl der abgegebenen Bearbeitungspulse dargestellt. Wie bereits berichtet wurde die Fläche der Austrittsöffnung stellvertretend für den Austrittsdurchmesser als Maß für die Aufweitung der Bohrung verwendet. Beginnend bei etwa 10 000 Pulsen nimmt die Fläche und somit der

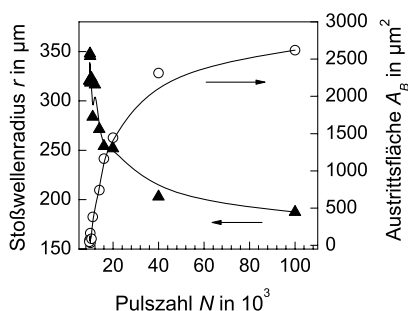


Bild 5.11: Entwicklung der Fläche der Bohrungsaustrittsöffnung und des Stoßwellenradius in Abhängigkeit von der Anzahl der Laserpulse für die Bearbeitungsphase nach dem Bohrungsdurchbruch ($\tau_H = 1 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $f_P = 1 \text{ kHz}$, $d_f = 18 \mu\text{m}$, $H = 80 \text{ J/cm}^2$, Fokusslage $-400 \mu\text{m}$, $t_{\text{Delay}} = 500 \text{ ns}$, Probenstärke $s = 500 \mu\text{m}$).

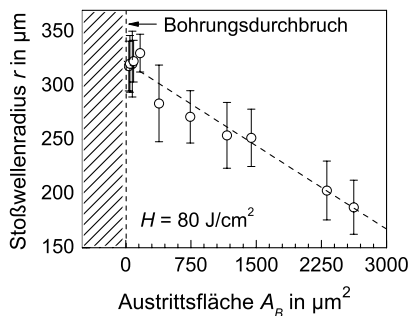


Bild 5.12: Darstellung des linearen Zusammenhangs zwischen dem Stoßwellenradius und der Fläche der Austrittsöffnung für die in Bild 5.11 dargestellten experimentellen Reihen.

Durchmesser des Austrittes bis zu 20 000 Pulsen schnell zu, um im weiteren Verlauf der Bearbeitung erheblich langsamer anzusteigen. Ab etwa 40 000 Pulsen erreicht die Austrittsfläche mit rund $2\,500 \mu\text{m}^2$ einen Sättigungswert, welcher auch bei längerer Bearbeitungsdauer nur unwesentlich zunimmt. Der Stoßwellenradius zeigt, wie auch in Bezug auf die Bohrungstiefe, ein gegenläufiges Verhalten mit einer starken Abnahme bis zu 20 000 Pulsen und einem Übergang in die stationäre Phase nach rund 40 000 Pulsen.

Der enge Zusammenhang zwischen der Reichweite einer laserinduzierten Stoßwelle zu einem fest definierten Aufnahmezeitpunkt und der Fläche der Austrittsöffnung kann außerdem durch das Diagramm in Bild 5.12 untermauert werden. Die experimentellen Daten aus Bild 5.11 sind in diesem Graphen direkt gegeneinander aufgetragen. Dadurch wird die klare lineare Abhängigkeit des Stoßwellenradius von der jeweiligen Austrittsöffnung der Bohrkapillare ersichtlich. Die Expansionsdynamik der Stoßwellenfront ist über das pro Laserpuls abgetragene Materialvolumen so direkt mit dem aktuellen Zustand der Aufweitung verknüpft, dass eine Detektion des Austrittsdurchmessers anhand der Stoßwellenausbreitung durchaus realisierbar erscheint.

Die lineare Beziehung zwischen den beiden untersuchten Größen erstreckt sich von verhältnismäßig niedrigen Energiedichten (80 J/cm^2) bis in mittlere bzw. höhere Pulsenergiebereiche. Unabhängig von der verwendeten Energiedichte verändert sich das grundsätz-

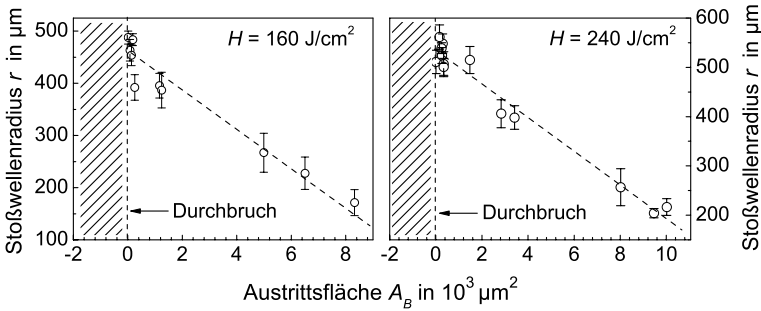


Bild 5.13: Lineare Abnahme des Stoßwellenradius über der Fläche der Austrittsöffnung bzw. dem Austrittsdurchmesser beim Bohren in einer Stahlprobe mit unterschiedlichen Energiedichten. Wie bereits für 80 J/cm^2 (siehe Bild 5.12) besteht auch für mittlere sowie höhere Leistungsdichten eine enge Korrelation zwischen den beiden Größen ($\tau_H = 1 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, $d_f = 18 \text{ μm}$, Fokuslage -400 μm , $t_{\text{Delay}} = 500 \text{ ns}$, Probenstärke $s = 500 \text{ μm}$).

liche Verhalten nicht. Wie Bild 5.13 zeigt, korreliert die Größe der Stoßwelle auch bei Energiedichten bis 240 J/cm^2 in gleicher, uneingeschränkter Weise mit der sich ausbildenden Durchgangsöffnung. Mit zunehmender Energiedichte ändern sich lediglich die absolute Reichweite der Stoßwellenfront zu Beginn des Aufweitungs Vorgangs sowie die maximal erzielbare Austrittsfläche.

Nachdem der Durchmesser der Austrittsöffnung seine maximale Größe erreicht hat, erfolgt oberhalb der Materialoberfläche eine sprunghafte Änderung des Stoßwellenradius (vgl. Phase III in Bild 5.3). Diese abrupte Abnahme kann anhand der in Bild 5.3 dargestellten Austrittsöffnungen eindeutig dem Zeitpunkt der vollständigen Aufweitung bzw. der Fertigstellung der endgültigen Bohrungsgeometrie zugeordnet werden. Aufgrund der in dieser Phase stark aufgeweiteten Bohrkapillare kann ein erheblicher Anteil der Laserstrahlung ungehindert durch die Bohrung transmittieren, so dass der Materialabtrag letztendlich nahezu vollständig zum Erliegen kommt. Infolgedessen werden Stoßwellen mit sehr schwachem Druckgradienten in der Stoßwellenfront gebildet, so dass die Strahlung des Diagnostiklasers auf der Probenoberfläche keine bzw. nur sehr schwache Ablenkung erfährt und durch die Schlierenschneide vollständig abgeblockt wird.

Somit belegt die genaue Analyse der zeitlichen und räumlichen Expansion der Stoßwellen, die sich während der Herstellung von Bohrungen mit hohen Aspektverhältnissen in das Umgebungsmedium ausbreiten, das Potenzial zur Überwachung nicht nur der Bohrungstiefe, sondern auch des Durchmessers der Austrittsöffnung sowie des Zeitpunktes der Fertigstellung der endgültigen Bohrungsgeometrie.

5.2 Einfluss der Prozessparameter

Der eindeutige Zusammenhang zwischen der Expansionsdynamik laserinduzierter Stoßwellen und den prozessrelevanten Größen, welche den Bohrprozess charakterisieren, legt es nahe, die Auswirkung der Variation ausgewählter Prozessparameter auf das Detektionsverfahren zu untersuchen. Die Untersuchungen sollen zeigen, inwieweit sich das Überwachungskonzept auf die Bearbeitung mit einer großen Bandbreite von Prozessparametern sowie auf unterschiedliche Materialien ausweiten lässt.

5.2.1 Einfluss der Pulsdauer

Bild 5.14 zeigt die Entwicklung des Stoßwellenradius über der Bohrungstiefe für das Laserbohren bei unterschiedlichen Pulsdauern zwischen 130 fs und 4,4 ps. Die entsprechenden Bohrungen wurden ohne Ausnahme bei einer konstanten Pulsenergie von 200 μJ in einer 500 μm dicken CrNi-Stahlprobe im Perkussionsmodus erzeugt. Aufgrund der Zunahme der Pulsspitzenleistung mit abnehmender Pulsdauer und der damit verbundenen Tendenz zur Entstehung eines Luftdurchbruchs auf Höhe der Probenoberfläche musste die Fokusslage schrittweise ins Werkstückinnere verlagert werden.

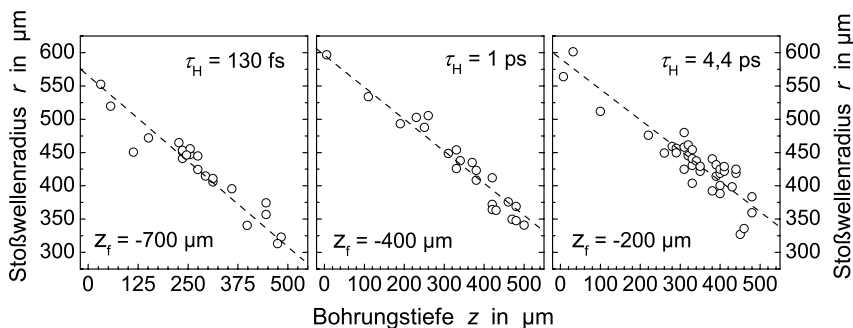


Bild 5.14: Darstellung des linearen Zusammenhangs zwischen dem Stoßwellenradius, aufgenommen mit einer konstanten zeitlichen Verzögerung von 500 ns relativ zum Bearbeitungspuls, und der Bohrungstiefe für unterschiedliche Pulsdauern im ultrakurzen Bereich. Die Perkussionsbohrungen wurden in einer 500 μm dicken CrNi-Stahlprobe hergestellt ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $H = 80 \text{ J/cm}^2$, $d_f = 18 \mu\text{m}$, $Q_p = 200 \mu\text{J}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$).

In allen drei experimentell untersuchten Fällen zeigt der Stoßwellenradius ein lineares Verhalten über der Bohrungstiefe. Besonders auffällig ist die von der Pulsdauer unabhängige Abnahme des Radiuswertes um jeweils rund 250 μm vom Beginn der Bearbei-

tung bis zum Erreichen des Bohrungsdurchbruchs. Besonders bei den Reihen für die Pulsdauern 130 fs und 1 ps ist die Streuung der Datenpunkte vergleichsweise gering, so dass speziell bei dieser Parameterwahl eine besonders hohe räumliche Auflösung bei der Messung der Kapillartiefe zu erwarten ist.

Somit kann das Verfahren unter Berücksichtigung der verwendeten Pulsenergie zur Überwachung der Bohrungstiefe über einen Pulsdauerbereich von etwa 100 Femtosekunden bis zu einigen Pikosekunden eingesetzt werden.

5.2.2 Variation der Pulsenergie

Neben der Variation der Pulsdauer wurden analoge Untersuchungen zur Eignung des Überwachungskonzepts beim Bohren mit unterschiedlichen Pulsenergien durchgeführt. Im Zuge dessen wurden bei konstanter Pulsdauer Messreihen bei Pulsenergien von 200 μJ , 260 μJ , 400 μJ und 600 μJ hergestellt und ausgewertet. Die entsprechenden Diagramme sind in Bild 5.15 dargestellt. Während beim Bohren im niedrigen Fluenzbereich (80 J/cm^2) über den gesamten Verlauf des Bohrprozesses bis zum Erreichen des Lochdurchbruchs eine lineare Abnahme des Stoßwellenradius zu erkennen ist, ändert sich dieses Verhalten mit zunehmender Pulsenergie bzw. Energiedichte zum Teil erheblich. Bei einer Fluenz von 105 J/cm^2 zeigt sich im Bohrtiefenbereich zwischen 200 μm und 300 μm ein Haltepunkt in der Abnahme des Stoßwellenradius, welche erst ab einer Tiefe von 300 μm fortgesetzt wird. Wird die Pulsenergie bzw. die Fluenz weiter erhöht (160 J/cm^2), nimmt ab einer Bohrungstiefe von rund 250 μm der Stoßwellenradius nur noch geringfügig ab. Bei 240 J/cm^2 kommt die Abnahme sogar vollständig zum Erliegen.

Offensichtlich wirkt sich die lokale Energie- bzw. Leistungsdichte innerhalb der Bohrkapillare entscheidend auf die Entstehung sowie die Ausbreitungscharakteristik laserinduzierter Stoßwellen aus. Als mögliche Ursache für den beobachteten Effekt kommen stark von der Energiedichte abhängige Phänomene wie beispielsweise der an Partikeln innerhalb der Bohrkapillare erzeugte dielektrische Luftdurchbruch in Betracht. Dieses partikelgezündete Plasma kann seinerseits eine starke Stoßwelle erzeugen, die zur diagnostizierten Veränderung des Kurvenverlaufs führt.

Eine weitere Beobachtung, welche die Richtigkeit des beschriebenen Erklärungsansatzes unterstützt, ist in Bild 5.16 dargestellt. Die experimentellen Daten zeigen die Entwicklung des Stoßwellenradius beim Perkussionsbohren in Stahl mit einer Pulsenergie von 600 μJ für unterschiedliche Pulsdauern. Einer linearen Abnahme des Radius bis zu

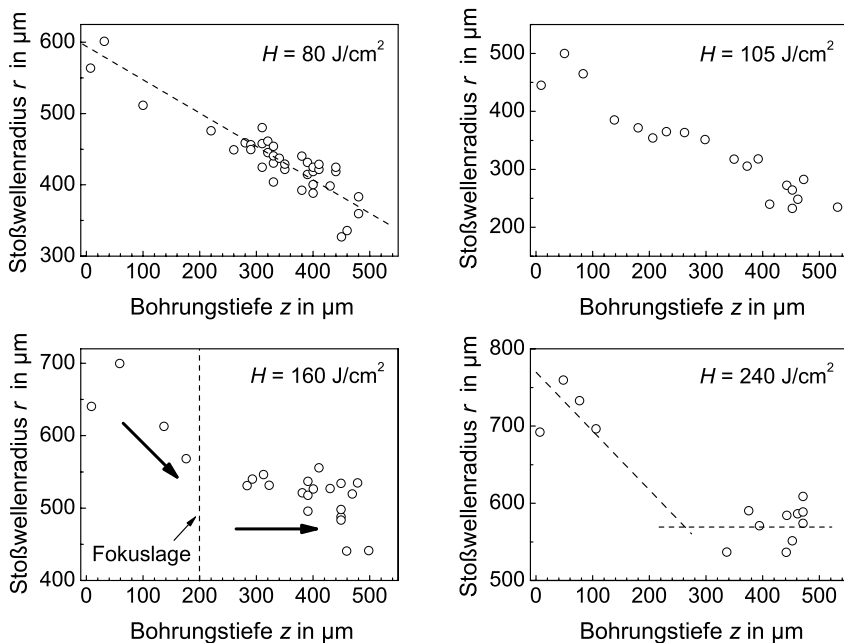


Bild 5.15: Entwicklung des Stoßwellenradius über der Bohrungstiefe für eine Pulsdauer von rund 4,4 ps bei vier unterschiedlichen Energiedichten beim Perkussionsbohren in CrNi-Stahl ($s = 500 \mu\text{m}$). Im Gegensatz zur linearen Abnahme des Radius bis zum Bohrungsdurchbruch bei 80 J/cm^2 verändert sich dieses Verhalten zunehmend mit Erhöhung der Energiedichte. Bei relativ hohen Energiedichten von 240 J/cm^2 kann ab einer Bohrungstiefe von etwa $300 \mu\text{m}$ kein weiterer Rückgang der Stoßwellengröße mehr beobachtet werden ($\lambda = 800 \text{ nm}$, Fokusslage $-200 \mu\text{m}$, $d_f = 18 \mu\text{m}$, $f_P = 1 \text{ kHz}$, $t_{\text{Delay}} = 500 \text{ ns}$).

einer Bohrungstiefe von etwa $200 \mu\text{m}$ schließt sich ein Bereich an, indem sich unabhängig von der Pulsdauer der Stoßwellenradius nicht mehr ändert und auf einem konstanten Wert von rund $570 \mu\text{m}$ verharret. Offenbar führt die hohe eingesetzte Pulsenergie bei allen drei Reihen zum gleichen Ergebnis, welches ohne Zweifel auf die hohe Energie- bzw. Leistungsdichte innerhalb der Bohrkapillare zurückgeführt werden kann. Eine deutliche Absenkung der applizierten Pulsenergie führt nämlich im gesamten untersuchten Pulsdauerbereich bei sonst vergleichbaren Prozessparametern zur bereits vorgestellten linearen Abnahme des Stoßwellenradius über der gesamten Probendicke (siehe Bild 5.14).

Die Darstellung der Untersuchungen zur Aufklärung des beschriebenen Phänomens der

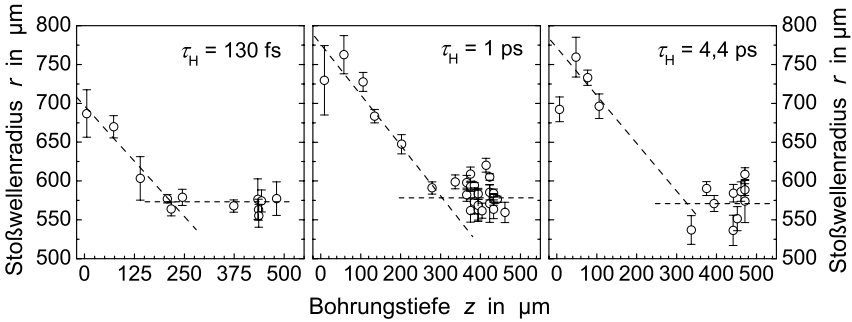


Bild 5.16: Bei hohen Energiedichten wird die lineare Abnahme der Stoßwellenradien unabhängig von der Dauer der verwendeten Laserpulse ab einer Kapillartiefe von etwa 200 µm unterbrochen. Ab dieser Tiefe bleibt der Radiuswert bis zum Durchbruch auf einem konstanten Niveau. Die gestrichelten Linien im Diagrammen verdeutlichen den angenommenen Verlauf des Stoßwellenradius ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $H = 240 \text{ J/cm}^2$, $d_f = 18 \text{ µm}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, $t_{\text{Delay}} = 500 \text{ ns}$).

Stagnation der Abnahme des Stoßwellenradius wird an dieser Stelle nicht weiter verfolgt, sondern ausführlich in Kapitel 5.3 vorgestellt.

5.2.3 Einfluss der relativen Fokusslage

Eine weitere entscheidende Größe für die Herstellung von Mikrobohrungen mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung stellt die z-Position des Fokus während der Materialbearbeitung dar. Diese bestimmt maßgeblich, auf welcher Höhe innerhalb der Bohrkapillare die höchste Leistungsdichte herrscht und kann dementsprechend Hinweise auf mögliche Entstehungsmechanismen der beobachteten „Stoßwellenstagnation“ liefern.

Die Diagramme in Bild 5.17 zeigen die Entwicklung des Stoßwellenradius über der Bohrungstiefe beim Bohren in einer Stahlprobe für unterschiedliche Fokusslagen bei sonst identischen Laserparametern. Die Fokusposition ist im jeweiligen Diagramm durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet. Wie bereits in Bild 5.15 zu erkennen ist, nimmt auch bei diesen Messreihen der Stoßwellenradius bis zu einer Bohrungstiefe von 200 µm kontinuierlich ab. Im Bereich des Fokus, welcher sich in den gezeigten Diagrammen zwischen $z_f = -250 \text{ µm}$ und $z_f = -500 \text{ µm}$ befindet, kommt es jeweils zu einer Unterbrechung des abnehmenden Kurvenverlaufes. Die effektive Leistungsdichte weist aufgrund der Kaustik des fokussierten Laserstrahls in der Strahltaile die größten Werte auf. Dadurch

entstehen dort komplexe Effekte, welche eine vom linearen Verlauf abweichende Abhängigkeit zwischen dem Stoßwellenradius und der Kapillartiefe hervorrufen.

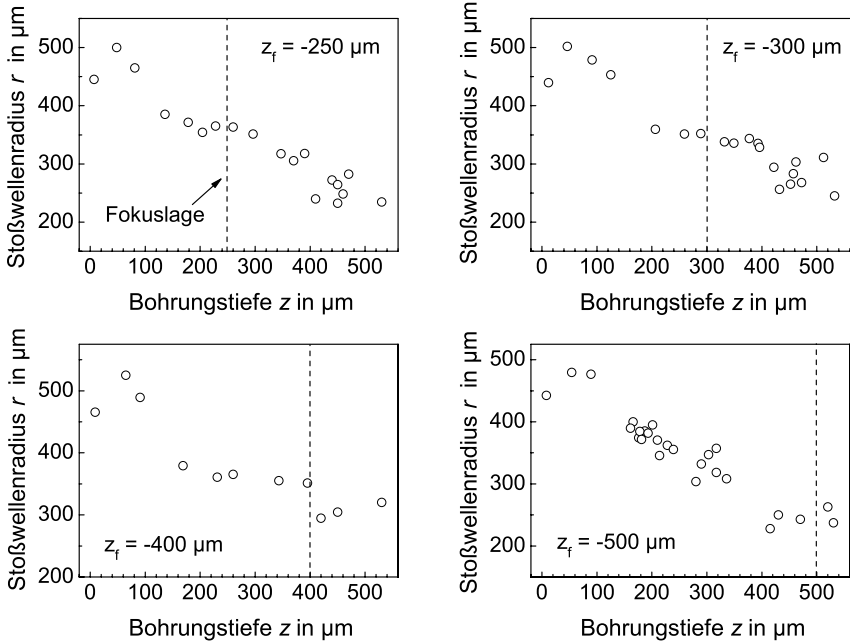


Bild 5.17: Darstellung des Zusammenhangs zwischen dem Stoßwellenradius, aufgenommen mit einer konstanten zeitlichen Verzögerung von 270 ns relativ zum Bearbeitungspuls, und der Bohrungstiefe für unterschiedliche Fokuslagen. Der Stopp der Stoßwellenradiusabnahme setzt auf Höhe der jeweils verwendeten Fokusposition ein ($\tau_H = 5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $H = 105 \text{ J/cm}^2$, $d_f = 24 \mu\text{m}$, $f_P = 1 \text{ kHz}$).

Bezeichnend für alle dargestellten Diagramme ist eine zur Fokusposition symmetrische Ausdehnung des Bereichs, in welchem die Reichweite der Stoßwelle trotz der zunehmenden Bohrungstiefe unverändert bleibt. Weiterhin zeigt die Reihe mit $z_f = -500 \mu\text{m}$ als einziges Diagramm einen linearen Verlauf des Graphen über nahezu gesamte Probendicke. Erst ab einer Bohrungstiefe von rund $400 \mu\text{m}$ geht der Stoßwellenradius auf einem konstanten Wert über. Diese bereits im vorherigen Kapitel beobachteten Zusammenhänge bekräftigen somit die Annahme, dass in beiden Fällen das vom linearen Verlauf abweichende Verhalten einen gemeinsamen Ursprung haben muss.

5.2.4 Variation des Werkstoffs

Die bisher vorgestellten Untersuchungen zur Überwachung der Bohrungstiefe auf Basis der gasdynamischen Ausbreitung der Stoßwellen beziehen sich ausnahmslos auf nicht-rostenden Stahl als Probenmaterial. Die Übertragung dieses Verfahrens auf die Überwachung der entsprechenden Größen beim Laserstrahlbohren von weiteren Materialien wie beispielsweise Keramiken erscheint aus physikalischer Sicht durchaus möglich. Zur Überprüfung der Anwendbarkeit des Detektionsmechanismus auf weitere Werkstoffe sind daher Untersuchungen zum Bohren von Al_2O_3 -Keramik und Wolfram durchgeführt worden.

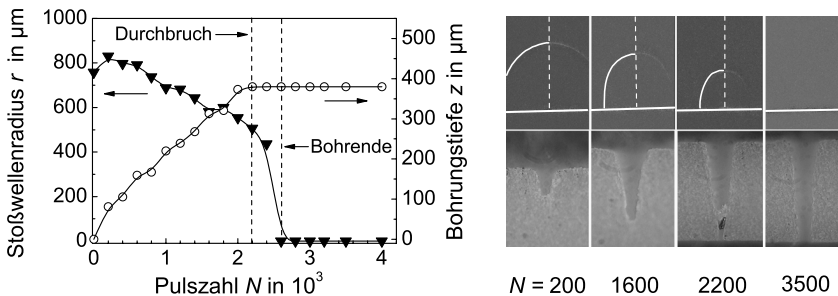


Bild 5.18: Entwicklung des Stoßwellenradius und der Bohrungstiefe über der Pulszahl beim Perkussionsbohren in Al_2O_3 -Keramik ($s = 380\mu\text{m}$) (linke Darstellung). Die diagnostischen Schlierenaufnahmen der Stoßwellen sowie die Bohrungsquerschliffe (rechte Darstellung) zeigen charakteristische Phasen der Bearbeitung ($\tau_H = 5\text{ ps}$, $\lambda = 800\text{ nm}$, $H = 200\text{ J/cm}^2$, $d_f = 18\mu\text{m}$, $f_P = 1\text{ kHz}$, $t_{\text{Delay}} = 500\text{ ns}$).

In dem in Bild 5.18 gezeigten Diagramm sind die Verläufe des Stoßwellenradius sowie der Bohrungstiefe über der Anzahl der Bearbeitungspulse beim Perkussionsbohren in einer $380\mu\text{m}$ dicken Al_2O_3 -Probe aufgetragen. Außerdem sind Schlierenaufnahmen der Stoßwellen und die jeweiligen Bohrungsquerschliffe zu unterschiedlichen Phasen der Bearbeitung dargestellt (rechte Darstellung in Bild 5.18). Wie im Diagramm gezeigt, erfolgt der Tiefenfortschritt der Bohrkapillare über die gesamte Probendicke linear zur Anzahl der Bearbeitungspulse. Nach rund 2 200 Pulsen wird der Durchbruch erreicht, und es folgt eine anschließende Aufweitung der Austrittsöffnung, welche nach 2 600 Pulsen vollständig abgeschlossen ist. Dementsprechend verhält sich auch der Stoßwellenradius. Nach einem kurzen Anstieg zu Beginn der Bearbeitung nimmt dieser bis zum Bohrungsdurchbruch linear mit der Pulszahl bzw. Bohrungstiefe ab (beachte Schlierenaufnahmen in Bild 5.18). Auch nach dem Durchbruch ist noch ein Rückgang des Radius

der Stoßwellenfront zu erkennen. Exakt zum Zeitpunkt des Erreichens der endgültigen Bohrungsgeometrie fällt der Radius der Stoßwelle auf Null ab, so dass diese nicht mehr detektiert werden kann. Eine genaue Erklärung für dieses Verhalten kann Kapitel 5.1.4 entnommen werden.

Die in Bild 5.18 illustrierten Ergebnisse zeigen, dass die Überwachung der Bohrungstiefe und des Prozessendes anhand von Stoßwellen nicht ausschließlich auf Stahl beschränkt ist, sondern auch auf keramische Werkstoffe übertragen werden kann. Die eindeutige Korrelation zwischen der Bohrungstiefe und dem Stoßwellenradius als Messgröße wird wiederum besonders deutlich, wenn die beiden Größen in einem Diagramm direkt gegeneinander aufgetragen werden (Bild 5.19). Aufgrund des kurzzeitigen Anstiegs des Stoßwellenradius zu Beginn der Bearbeitung stimmt der erste Datenpunkt nicht mit dem restlichen Verlauf der Messpunkte überein. Ab einer Bohrungstiefe von rund $80\text{ }\mu\text{m}$ ist der lineare Zusammenhang zwischen der Messgröße (Stoßwellenradius) und der zu überwachenden Größe (Bohrungstiefe) aber klar zu erkennen.

Analoge Untersuchungen wurden für Pulsdauern im Femtosekundenbereich durchgeführt (Bild 5.20). Die entsprechenden Ergebnisse bestätigen, dass die Diagnostik der Stoßwellenausbreitung als Verfahren zur Überwachung des Bohrprozesses von Stahl auf weitere Materialien erfolgreich übertragen werden kann.

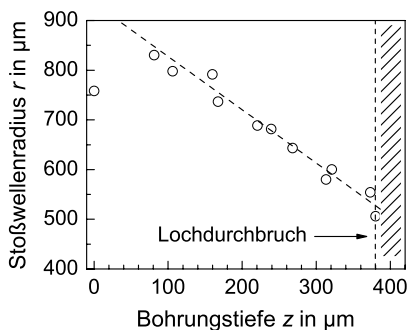


Bild 5.19: Darstellung des linearen Zusammenhangs zwischen dem Stoßwellenradius, aufgenommen mit einer konstanten zeitlichen Verzögerung ($t_{\text{Delay}} = 500\text{ ns}$) zum Bearbeitungspuls, und der Bohrungstiefe beim Perkussionsbohren in Aluminiumoxid für die im Bild 5.18 dargestellten experimentellen Reihen.

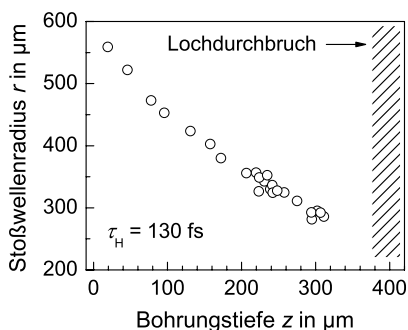


Bild 5.20: Lineare Abhängigkeit zwischen der Stoßwellenreichweite und der Kapillartiefe beim Bohren einer Al_2O_3 -Keramik mit ultrakurzen Laserpulsen im fs-Bereich ($\tau_H = 130\text{ fs}$, $\lambda = 800\text{ nm}$, $H = 80\text{ J/cm}^2$, $d_f = 18\text{ }\mu\text{m}$, $f_P = 1\text{ kHz}$, $t_{\text{Delay}} = 500\text{ ns}$).

5.3 Plasmaeinflüsse auf die Stoßwellenausbreitung

Die Erfassung und Auswertung des Ausbreitungsverhaltens laserinduzierter Stoßwellen kann, wie in den vorherigen Abschnitten dargestellt, erfolgreich zur Überwachung unterschiedlicher Prozessphasen beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen eingesetzt werden. Die auf diesem Arbeitsfeld bereits durchgeführten experimentellen Untersuchungen zeigen jedoch, dass die Anwendung dieser Methode nur bis zu Energiedichten von etwa 80 J/cm^2 möglich ist. Eine Erhöhung der eingesetzten Pulsenergie führt bei der Bearbeitung von Stahl zur Stagnation des Stoßwellenradius auf einem konstanten Wert trotz weiter ansteigender Bohrungstiefe. Im Gegensatz dazu zeigt sich, dass dieser Effekt bei Keramiken minimiert wird oder gar nicht auftritt [111]. Im aktuellen Abschnitt sollen die Ursachen dieses unerwünschten „Sättigungseffektes“ aufgeklärt und die möglichen Lösungsstrategien abgeleitet werden.

5.3.1 Stoßwellendynamik für unterschiedliche Pulszahlen

Die bei Variation der Pulsenergie bzw. der Fokuslage beobachteten Effekte deuten auf ein Phänomen hin, welches eine klare Abhängigkeit von der Leistungsdichte der Strahlung innerhalb der Bohrkapillare aufweist. Der diagnostisch nachgewiesene Verlauf des Stoßwellenradius kann beispielsweise durch die Entstehung eines partikelinitiierten Gasdurchbruchs in der Bohrung hervorgerufen werden. Die Zündung dieses partikelunterstützten Plasmas ist mit der Entstehung einer starken Stoßwelle verbunden, welche sich vom Entstehungsort aus in alle Richtungen ausbreitet. In Bild 5.21 ist dieser Effekt beim Bohren in einer Aluminiumprobe mit einer Pulsdauer von 500 fs dargestellt. Abgebildet sind Resonanzabsorptionsfotografien von Abtragswolken und Stoßwellen, die bei einer Pulswiederholrate von 1 kHz aufgezeichnet wurden. Nach dem ersten Bearbeitungspuls (linkes Bild) sind sowohl die hemisphärische Stoßwelle, die von der Wechselwirkungszone ausgeht, als auch die zylindrische Stoßwelle des Luftdurchbruchs deutlich zu erkennen. Bereits nach dem zweiten Laserpuls (rechtes Bild) verändert sich die Geometrie der erzeugten Stoßwellen deutlich. Während die halbkugelförmige Stoßfront in ihrer Form und Ausdehnung nur geringfügig beeinflusst wird, unterscheidet sich die Stoßwelle des Luftdurchbruchs (in der Abbildung Stoßwelle 2) stark von der eines einzelnen Pulses. Die Aufnahme zeigt eine deutliche Verstärkung des Luftdurchbruchs und die Entstehung einer weiteren, in ihrer Stärke mit der hemisphärischen Stoßwelle vergleichbaren Druckwelle. Eine mögliche Ursache für die Entstehung einer solchen Stoßwelle liegt in der Wechselwirkung zwischen dem aufgezeichneten Laserpuls und dem von dem

vorangegangenen Puls ablatierten Material, das noch geraume Zeit in der Atmosphäre über der Probe verweilt.

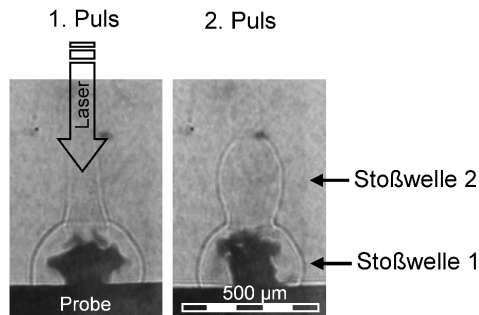


Bild 5.21: Mittels Resonanzabsorptionsfotografie sichtbar gemachte Materialdampfverteilung und Stoßwellen für Abtragswolken beim Perkussionsbohren von Aluminium mit 500 fs Laserpulsen. Gezeigt ist jeweils die Stoßwelle für den letzten Puls mit etwa 50 ns Zeitverzögerung relativ zu diesem Bearbeitungspuls [25]. Offenbar erzeugt schon der zweite Laserpuls eine Stoßwelle, die sich von der eines einzelnen Pulses komplett unterscheidet. Stoßwelle 1: Vom Abtrag stammende hemisphärische Stoßwelle. Stoßwelle 2: Durch das an Partikeln gezündete Plasma erzeugte Stoßwelle.

Dieser Effekt wird sich beim Übergang von einer oberflächennahen Ablation zur Bearbeitung in tiefen Bohrkapillaren mit hohen Aspektverhältnissen noch verstärken. In diesem Fall liegen Partikelwolken in hoher Dichte über einen noch längeren Zeitraum vor, da der Austrieb der Ablationsprodukte aus der Bohrkapillare erschwert ist. Bei ausreichend hohen Intensitäten kann somit die vom Luftdurchbruch ausgehende Wellenfront die vom Bohrgrund propagierende Stoßwelle vollkommen überdecken. Dies liefert eine Erklärung für den beobachteten Effekt der Stagnation der Abnahme des Stoßwellenradius.

5.3.2 Variation des zeitlichen Abstandes der Laserpulse

Ein weiterer deutlicher Hinweis auf die Beeinflussung der Stoßwellendynamik durch die Wechselbeziehung zwischen den Ablationsprodukten und der Leistungsdichte der Laserstrahlung lässt sich aus den Diagrammen in Bild 5.22 ableiten. Im rechten Diagramm ist die durch eine offene Bohrung transmittierte Pulsenergie über der einfallenden Energie für Einzelpulse sowie bei einer Pulsfolgefrequenz von 5 Hz dargestellt. Die gestrichelte Linie verdeutlicht dabei den theoretischen Kurvenverlauf bei vollständiger Transmission der Strahlung durch die Bohrkapillare ohne nennenswerten Energieverlust innerhalb der Bohrung. Der Transmissionsgrad für Einzelpulse liegt demnach über

einen weiten Pulsenergiebereich relativ nahe an dem Wert für vollständige Transmission. Erst bei Pulsenergien ab etwa 1,5 mJ ist eine abschwächende Wirkung zu erkennen. Ein völlig anderes Verhalten ist demgegenüber für eine Pulsfolge mit einer Repetitionsrate von 5 Hz zu beobachten. Schon ab der Zündungsschwelle für partikelinduziertes Plasma ($15 - 20 \text{ J/cm}^2$) ergibt sich eine deutlich höhere Extinktion, so dass die Pulsenergie nahezu vollständig abgeschirmt wird. Der Grund für den geringen Transmissionsgrad liegt in der hohen Konzentration an Partikeln innerhalb der Bohrkapillare, die durch die jeweils vorangehenden Pulse erzeugt werden. Einzelpulse treffen hingegen nicht auf Partikel innerhalb der Bohrkapillare, wodurch nahezu ihre gesamte Pulsenergie durch die Bohrung transmittiert wird. Bei repetitiver Bearbeitung ist der zeitliche Abstand zwischen den emittierten Laserpulsen so gering, dass jeder Puls auf die Ablationsprodukte des vorherigen Pulses trifft, wodurch eine Plasmabildung verursacht wird, was letztlich zur weitgehenden Absorption der Laserstrahlung im Plasma führt.

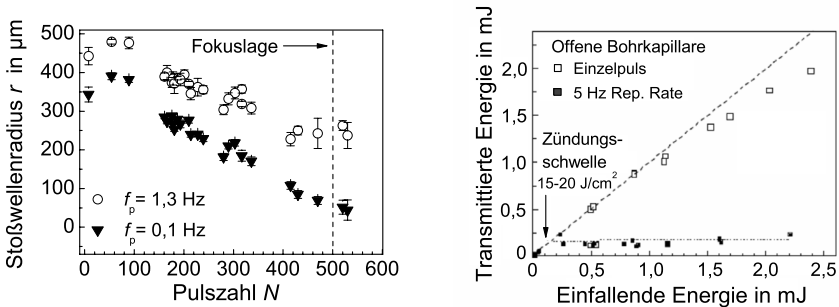


Bild 5.22: Entwicklung des Stoßwellenradius mit der Bohrungstiefe für zwei unterschiedliche Aufnahmefrequenzen beim Perkussionsbohren in Stahl. Durch die verhältnismäßig langen Pausen zwischen den Laserpulsen bei $f_p = 0,1 \text{ Hz}$ und der damit verbundenen Vermeidung des partikelgezündeten Plasmas nimmt die Stoßwellengröße linear über die gesamte Probenstärke ab. Der gewohnte Stopp der Radiusabnahme im Bereich der höchsten Strahlungsdichte ist für $f_p = 1,3 \text{ Hz}$ zu verzeichnen. Zur besseren Übersicht sind die Verläufe der Stoßwellenradien für $f_p = 0,1 \text{ Hz}$ im Diagramm um $100 \mu\text{m}$ versetzt eingezeichnet ($\tau_H = 5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $H = 105 \text{ J/cm}^2$, $d_f = 24 \mu\text{m}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokusslage $-500 \mu\text{m}$, $t_{\text{Delay}} = 500 \text{ ns}$). Im rechten Diagramm ist die Transmission der Laserstrahlung durch eine offene Bohrkapillare für Einzelpulse und einen Pulszug bei 5 Hz dargestellt. Eine nahezu vollständige Transmission der Laserstrahlung ist für Einzelpulse unabhängig von der verwendeten Pulsenergie zu verzeichnen. Im Fall der Pulsfolgefrequenz von 5 Hz wird die Laserstrahlung durch das partikelgezündete Plasma fast vollständig abgeschirmt ($\tau_H = 300 \text{ ps}$, $\lambda = 1078 \text{ nm}$, $d_f = 30 \mu\text{m}$).

Wird der zeitliche Abstand zwischen aufeinander folgenden Laserpulsen derart vergrößert, dass er über der Verweildauer der Partikel in der Bohrung liegt, kann dies die

Entstehung des partikelinitiierten Plasmas verhindern oder zumindest minimieren. In Bild 5.22 (linkes Diagramm) ist die Abnahme des Stoßwellenradius mit der Bohrungstiefe für zwei unterschiedliche Pulsfolgefrequenzen der Laserpulse dargestellt. Im zugehörigen Experiment wurden zunächst zehn Pulse bei 1,3 Hz ausgelöst und die dabei entstehenden Stoßwellen aufgenommen. Anschließend wurden zehn Laserpulse bei 0,1 Hz in die gleiche Bohrung emittiert. Zur besseren Übersichtlichkeit ist im Diagramm die Reihe mit $f_p = 0,1$ Hz gegenüber der Reihe mit $f_p = 1,3$ Hz bezüglich der Stoßwellengröße um $100\text{ }\mu\text{m}$ zu kleineren Werten verschoben. Bis zu einer Tiefe von etwa $400\text{ }\mu\text{m}$ sind die beiden Verläufe nahezu identisch. Ab $400\text{ }\mu\text{m}$ kommt es für die Reihe bei 1,3 Hz im Bereich der höchsten Strahlungsintensität im Bereich der Fokusslage ($z_f = -500\text{ }\mu\text{m}$) zur Stagnation der Abnahme des Stoßwellenradius. Offenbar liegt bei dieser Pulsfolgefrequenz der zeitliche Abstand zwischen den Laserpulsen unter der Verweildauer der Partikel in der Bohrung, so dass die Zündung des partikelinitiierten Plasmas zur Entwicklung einer starken Stoßwelle führt. Bei 0,1 Hz wird der lineare Zusammenhang zwischen der Messgröße und der Bohrungstiefe über die gesamte Probendicke beobachtet. Bei solchen langen Pausen zwischen den Laserpulsen können sich die Partikel an den Wänden der Bohrung niederschlagen, womit ihre Dichte stark herabgesetzt wird. Als Resultat kann tatsächlich nur jene Stoßwelle erfasst werden, welche durch die Verdampfung des Materials am Bohrgrund erzeugt wird.

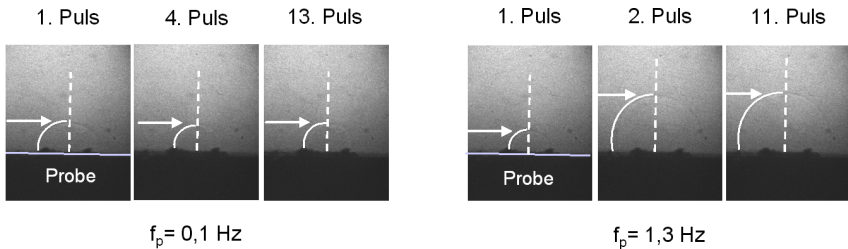


Bild 5.23: Schattenaufnahmen von Stoßwellen über der Oberfläche einer Stahlprobe beim Bohren mit zwei unterschiedlichen Pulsfolgefrequenzen. Die Zahlen oberhalb der jeweiligen Aufnahme geben die Pulsnummer innerhalb der Pulsfolge an. Durch die starken Stoßwellen, hervorgerufen durch die Expansion des partikelinitiierten Plasmas, weisen die Radien bei der Reihe bei 1,3 Hz größere Werte auf als bei 0,1 Hz. (CrNi-Stahl, $s = 530\text{ }\mu\text{m}$, $\tau_H = 5\text{ ps}$, $\lambda = 800\text{ nm}$, $H = 105\text{ J/cm}^2$, $d_f = 24\text{ }\mu\text{m}$, $f_p = 1\text{ kHz}$, Fokusslage $-500\text{ }\mu\text{m}$, $t_{\text{Delay}} = 500\text{ ns}$, Aufnahmen aus einer Tiefe von etwa $480\text{ }\mu\text{m}$).

Eine weitere Bestätigung dieses Erklärungsansatzes liefern die diagnostischen Aufnahmen der Stoßwellen, welche in der Bohrphase zwischen $400\text{ }\mu\text{m}$ und $500\text{ }\mu\text{m}$ erfasst wurden. In Bild 5.23 sind die Schattenaufnahmen der Stoßwellen für zwei unterschiedliche Pulsfolgefrequenzen mit einer zeitlichen Verzögerung von jeweils 500 ns zwischen dem

Bearbeitungspuls und der Aufnahme dargestellt. In der Reihe mit einer Repetitionsrate von 1,3 Hz trifft der erste Puls auf eine Bohrkapillare, in welcher keinerlei Partikel vorhanden sind. Bereits beim zweiten Laserpuls wird das partikelgezündete Plasma an den Partikeln erzeugt, welche sich als Ablationsprodukte des ersten Pulses innerhalb der Bohrung befinden. Die Reichweite der Stoßwellenfront, welche nun aus überlagerten Stoßwellen des Luftdurchbruchs, welcher sich in der beträchtlichen Entfernung von der Bohrungsspitze befinden kann, und des Materialabtrags in der Bohrungsspitze zusammengesetzt ist, nimmt aus diesem Grund sprunghaft zu. Die Größe der Stoßwellen bei einer Pulsfolgefrequenz von 0,1 Hz ändert sich hingegen nur unwesentlich und liegt in der gleichen Größenordnung wie die erste Stoßwelle in der Reihe mit 1,3 Hz.

5.3.3 Einfluss der Bohrkapillargeometrie auf das Ausbreitungsverhalten der Stoßwellen

Wie die bisherigen Untersuchungen zeigen, kommt der Partikelanzahl und der Partikeldichte innerhalb der Bohrung eine entscheidende Bedeutung hinsichtlich einer erfolgreichen Anwendung des vorgestellten Überwachungsansatzes zu. Demzufolge sind je nach verwendeter Bohrstrategie wesentliche Unterschiede im Verlauf des Stoßwellenradius zu erwarten. Im Fall des Perkussionsbohrens weist das Verhältnis zwischen Bohrungsdurchmesser und Fokusbereich einen vergleichsweise kleinen Wert auf, wodurch sich eine schmal ausgeprägte Bohrkapillare mit hohem Aspektverhältnis (Verhältnis zwischen Probendicke und Bohrungsdurchmesser) ausbildet. Dies führt zu einer hohen Partikeldichte und somit zu einer verstärkten Ausbildung des Plasmas innerhalb der Bohrung. Demgegenüber weist die Bohrungsgeometrie beim Wendelbohren eine über die gesamte Bohrungstiefe nahezu zylindrische Form mit einem vergleichsweise großen Verhältnis zwischen Bohrungsdurchmesser und Fokusbereich auf, was zu einem kleineren Aspektverhältnis gegenüber einer Perkussionsbohrung führt. Die Partikelkonzentration in der Wendelbohrung wird aus diesem Grund im Vergleich zu einer Perkussionsbohrung geringer sein, weshalb in diesem Fall nicht mit einer Erzeugung eines stark ausgeprägten Plasmas zu rechnen ist.

In Bild 5.24 ist der Verlauf des Stoßwellenradius über der Bohrungstiefe bei der Bearbeitung einer Stahlprobe mit zwei unterschiedlichen Bohrstrategien dargestellt. Die Laser- und Bearbeitungsparameter wurden während der experimentellen Untersuchungen nicht verändert. Das linke Diagramm zeigt die Entwicklung der Überwachungsgröße beim Perkussionsbohren in einer 500 µm dicken CrNi-Stahlprobe. Der Radius der Stoßwelle nimmt wie in den bisher präsentierten Reihen bis zu einer Bohrungstiefe von rund 200 µm kontinuierlich ab und ändert danach seinen Wert trotz der weiter

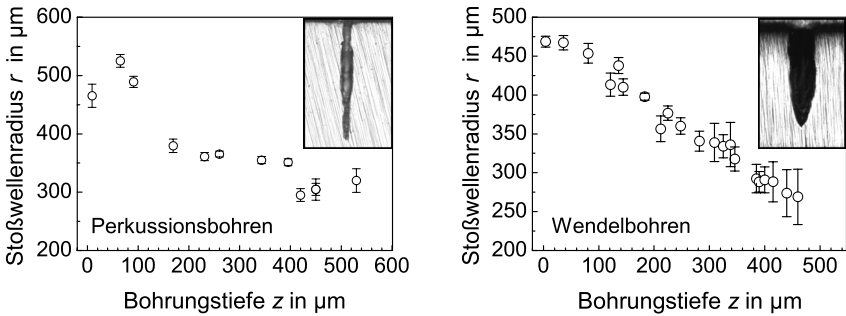


Bild 5.24: Gegenüberstellung der Entwicklung des Stoßwellenradius mit der Bohrungstiefe für Perkussionsbohren (linkes Diagramm) und Wendelbohren (rechtes Diagramm) mit ultrakurzen Laserpulsen in Stahl. Aufgrund der breiteren Bohrkapillare und der daraus resultierenden geringeren Partikeldichte findet beim Wendelbohren eine lineare Abnahme des Radius der Stoßwellenfront über gesamte Probendicke ($s = 530 \mu\text{m}$) statt. Die Aufnahmen der zugehörigen Bohrungsquerschnitte sind ebenfalls in den Diagrammen dargestellt ($\tau_H = 5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $H = 105 \text{ J/cm}^2$, $d_f = 24 \mu\text{m}$, $f_P = 1 \text{ kHz}$, Fokusslage $-400 \mu\text{m}$, $t_{\text{Delay}} = 500 \text{ ns}$).

zunehmenden Tiefe nur unwesentlich. Im Gegensatz dazu ist dem rechten Diagramm eine stetige Abnahme des Stoßwellenradius über die gesamte Probenstärke zu entnehmen. Der Querschliff durch die Wendelbohrung zeigt eine Kapillare mit deutlich größerem Durchmesser als der vergleichbare Querschnitt der Perkussionsbohrung. Bei einer ähnlichen Anzahl der pro Puls abgetragenen Partikel können sich diese innerhalb einer mit der Wendelbohrtechnik hergestellten Bohrung besser verteilen, wodurch ihre Dichte herabgesetzt wird. Der partikelinitiierte Luftdurchbruch kann sich somit nur bedingt entwickeln, was zu einer direkteren Korrelation zwischen der Bohrungstiefe und dem Stoßwellenradius führt. Somit eröffnet die Technik des Wendelbohrens nicht nur Vorteile hinsichtlich der Bearbeitungsqualität, sondern ermöglicht außerdem eine sichere Überwachung verschiedener Bohrphasen mittels des Stoßwellen-Ansatzes.

5.3.4 Erlangtes Prozessverständnis

Die Ausbreitungscharakteristik laserinduzierter Stoßwellen beim gepulsten Abtragen und Bohren von Löchern mit hohem Aspektverhältnis liefert einen geeigneten Ansatz zur Überwachung verschiedener Bearbeitungsstadien und prozessrelevanter Größen. Allerdings wirkt sich eine Vielzahl von Einflussfaktoren in negativer Weise auf die erfolgreiche Umsetzung des Überwachungsansatzes in einem breiten Parameterbereich aus. In

diesem Unterkapitel werden zusammenfassend die maßgeblichen Einflussfaktoren dargestellt, welche die Entstehung einer Stoßwelle am partikelgezündeten Luftdurchbruch und somit den Stopp der Radiusabnahme mitbestimmen. Des weiteren wird der charakteristische funktionale Zusammenhang zwischen dem Verhalten des Stoßwellenradius und der Bohrungstiefe für die mittlere und hohe Energiedichten analysiert.

Im Anfangsstadium der Bearbeitung, d.h. während der Bestrahlung des Werkstücks mit den ersten Laserpulsen, kann von einem Oberflächenabtrag ausgegangen werden. In dieser ersten Bohrphase breitet sich ausgehend von der Wechselwirkungszone eine hemisphärische Stoßwelle ungehindert in die Umgebungsatmosphäre aus (Phase I in Bild 5.25). Mit fortschreitender Ausbildung eines Kraters kommt es zu einer Art Selbstfokussierung der Strahlung am Bohrgrund der entstehenden Kapillare, wodurch der Einkoppelgrad steigt und den Vergleichswert der planaren Ablation übertrifft. Der wachsende absorbierte Strahlungsanteil wird zum Teil in die Expansionsenergie der Stoßwelle und ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit umgesetzt, so dass der erfasste Stoßwellenradius über die ersten 50 μm des Tiefenfortschritts zunächst kontinuierlich zunimmt (Phase II). Mit dem Voranschreiten der Bohrungsspitze in die Tiefe benötigt die Druckwelle zunehmend mehr Zeit, um Materialoberfläche zu erreichen. Zudem gewinnen Mechanismen wie Mehrfachreflexion der Strahlung an den Kapillarwänden oder dreidimensionale Wärmeleitung zunehmend an Bedeutung, was zur stetigen Abnahme der effektiven Pulsenergie am Abtragsort führt und dadurch hervorgerufen die Expansionsgeschwindigkeit der Stoßwelle reduziert. Die Reichweite der Stoßwellenfront oberhalb der Materialoberfläche zeigt in dieser Phase den erwarteten Rückgang mit steigender Kapillartiefe. Die lineare Abnahme wird jedoch in der Regel nur bis zu einer Tiefe von etwa 200 – 300 μm fortgesetzt, bevor eine Stagnation des Radiusrückgangs einsetzt. Alle experimentellen Untersuchungen deuten darauf hin, dass die Ursache für das beobachtete Verhalten in der Zündung eines partikelinitiierter Gasdurchbruchs innerhalb der Bohrkapillare liegt. Von diesem Luftdurchbruch wird eine Stoßwelle gebildet, welche sich mit der von der Bohrspitze ausgehenden Stoßwelle überlagert und bei ausreichend hohen Leistungsdichten diese eigentliche Stoßwelle vollkommen überdecken kann. Die Abnahme des Stoßwellenradius bis zu einer Bohrungstiefe von 200 μm kann unter diesem Gesichtspunkt mit einem effektiven Austrieb der Partikel aus dem Bohrungskanal plausibel erklärt werden.

Bei größeren Bohrungstiefen können die vom Abtrag ausgelösten Ablationsprodukte und Partikel durch konvektive Strömungen nicht mehr effizient aus der Bohrkapillare entweichen. Fällt dieser Bereich mit der Region der höchsten Energiedichte der Laserstrahlung in der Umgebung des Fokus zusammen, so findet dort keine Änderung des Stoßwellenradius statt (siehe Phase IV in Bild 5.25). Bei einer Zunahme der Bohrungstiefe über den Fokusbereich hinaus verlagert sich die Region mit hoher Partikelkon-

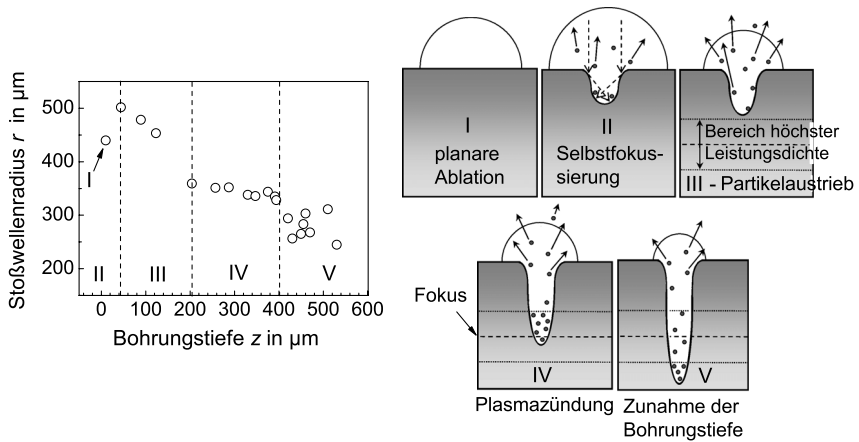


Bild 5.25: Unterteilung der Entwicklung des Stoßwellenradius über der Bohrungstiefe für Perkussionsbohren mit ultrakurzen Laserpulsen in mehrere charakteristische Phasen (linke Darstellung). Auf der rechten Seite sind beispielhafte Situationen hinsichtlich Kapillargeometrie sowie Partikelkonzentration für die jeweilige Prozessphase schematisch dargestellt ($\tau_H = 5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $H = 105 \text{ J/cm}^2$, $d_f = 24 \text{ }\mu\text{m}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokusslage $-300 \text{ }\mu\text{m}$, $t_{\text{Delay}} = 270 \text{ ns}$).

zentration in größere Tiefen, in denen die Energiedichte der Strahlung zur Erzeugung eines partikelgezündeten Plasmas nicht mehr ausreicht. Als Folge setzt die Abnahme der Stoßwellengröße wieder ein (Phase V).

Bei höheren eingesetzten Pulsenergien oder Fokusslagen, welche sich weit unterhalb der Materialoberfläche befinden (vgl. Bild 5.17) ändert sich der Stoßwellenradius auch bei größeren Tiefen nicht mehr, da auch dort die Energiedichte über der Schwelle für die Plasmazündung liegt. Der Rückgang des Stoßwellenradius setzt in solchen Fällen erst wieder nach dem Bohrungsdurchbruch ein. In dieser Bohrphase können die Ablationsprodukte die Bohrkapillare durch die entstandene Öffnung auf der Rückseite der Probe wieder ungehindert verlassen, wodurch ihre Anzahl sowie Dichte signifikant abnimmt, und die Zündschwelle des Luftdurchbruchs heraufgesetzt wird.

Zusammenfassend ist die Leistungsdichte der eingesetzten Laserstrahlung als eine wichtige Größe festzuhalten, welche die Stärke der Stoßwelle maßgeblich mitbestimmt. Die experimentellen Untersuchungen zeigen dabei, dass bei einer Energiedichte unterhalb von 80 J/cm^2 das Überwachungsverfahren unabhängig von der verwendeten Pulsdauer und der Fokusslage zur Detektion verschiedener Bohrphasen eingesetzt werden kann. Neben der Pulsenergie beeinflussen die Pulsdauer, die Fokusslage, die Beugungsmaßzahl

und nicht zuletzt die Fokussierung die örtliche Intensität innerhalb der Bohrung und müssen daher ebenso stets berücksichtigt werden.

Die Wechselwirkung von Laserstrahlung mit dem Plasma hängt wesentlich mit der Wellenlänge der Strahlung zusammen. Obwohl der Einfluss dieser Kenngröße auf die Ausbreitung der Stoßwellen in den vorliegenden Experimenten nicht Gegenstand der Untersuchungen war, ist davon auszugehen, dass dieser Parameter sich entscheidend auf die Ausbildung des partikelinduzierten Plasmas auswirkt und somit die Ausbreitung der Stoßwellen mitbeeinflusst.

Die Ausbildung eines partikelgezündeten Plasmas setzt das Vorhandensein von Partikeln in der Bohrkapillare voraus. Dabei bestimmen die Eigenschaften des zu bearbeitenden Materials die zur Initiierung des Gasdurchbruchs erforderliche Strahlungsintensität und den daraus resultierenden Grad der Verfälschung der Bohrungstiefendetektion. Zahlreiche Untersuchungen zeigen, dass die Schwelle zur Zündung des Plasmas an den Ablationsprodukten bei Stahl generell niedriger liegt ($15 - 20 \text{ J/cm}^2$) als bei keramischen Werkstoffen ($60 - 80 \text{ J/cm}^2$) [34]. Es muss jedoch davon ausgegangen werden, dass sich der Schwellwert je nach Legierungsbestandteilen und deren Konzentrationen von Fall zu Fall verschiebt.

Neben den Materialeigenschaften spielt unter anderem auch die Anzahl und die Dichte der Partikel innerhalb der Bohrkapillare eine Rolle. Diese Größen werden ihrerseits von weiteren Parametern mitbestimmt. So wirkt sich die Repetitionsrate der Laserstrahlquelle erheblich auf die Partikelanzahl aus. Mit zunehmender Zeit zwischen den Laserpulsen kann sich eine größere Partikelzahl an den Bohrungswänden absetzen, wodurch ihre Dichte reduziert wird. Da die Ablationsprodukte auch durch konvektive Strömungen aus der Bohrung entfernt werden können, wird die Partikelanzahl ebenso durch die Bohrungstiefe beeinflusst. Ein effizienter Austrieb wird durch große Bohrungstiefen verhindert, so dass der Effekt der Stagnation des Stoßwellenradius in allen durchgeführten Versuchsreihen erst ab einer Bohrungstiefe von $200 \mu\text{m}$ einsetzt.

Neben der Tiefe der Bohrung hat auch ihre Geometrie einen entscheidenden Einfluss auf das konvektive Strömungsverhalten. Speziell bei Bohrungen mit größeren Bohrungsdurchmessern sowie bei Bohrungen, welche mittels der Wendelbohrtechnik hergestellt werden, kann von einem verbesserten Abtransport der unerwünschten Partikel ausgegangen werden. Dies spiegelt sich wiederum positiv im Überwachungsergebnis wider. In Bild 5.26 werden alle Einflussfaktoren noch einmal graphisch zusammengefasst. Unter angemessener Berücksichtigung dieser Faktoren kann beim Bohren von metallischen oder keramischen Werkstoffen mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung von einer erfolg-

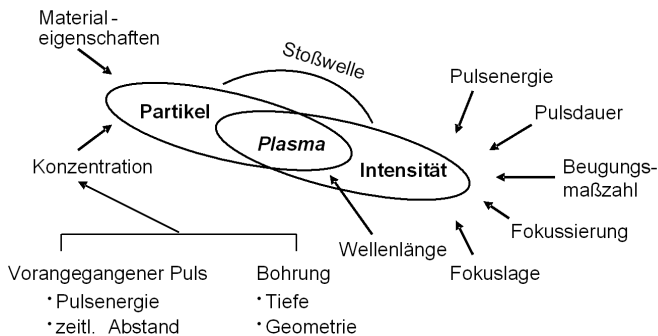


Bild 5.26: Zusammenstellung der Einflussfaktoren, welche die Entstehung einer Stoßwelle aus dem partikelgezündeten Plasma beeinflussen.

reichen Anwendung der Überwachungsmethode ausgegangen werden, welche auf der Ausbreitung laserinduzierter Stoßwellen basiert.

5.4 Zusammenfassung

Eine kamerabasierte Erfassung und Auswertung der gasdynamischen Stoßwellenexpansion kann beim Abtragen mit ultrakurzen Laserpulsen zum Verständnis der physikalischen Vorgänge in der Wechselwirkungszone beitragen [25]. Darüber hinaus eröffnet dieser physikalische Vorgang eine ausgezeichnete Möglichkeit, nahezu alle Bearbeitungsphasen des Bohrprozesses zu überwachen und zu kontrollieren. Wie die Ergebnisse dieses Kapitels gezeigt haben, besteht zwischen der Ausbreitungscharakteristik der Stoßwellenfront und dem Abtragsprozess eine enge Korrelation, welche direkte Rückschlüsse auf überwachungsrelevante Größen wie die Bohrungstiefe oder den Austrittsdurchmesser der Bohrung erlaubt. Diese enge Verknüpfung besteht jedoch nicht für beliebig gewählte Laserparameter, sondern ist durch prozesstechnisch bedingte Grenzen eingeschränkt.

Tabelle 5.1 gibt eine kurze Übersicht über die Eignung des im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Überwachungsverfahrens zur Detektion von verschiedenen Bohrprozessgrößen. So lässt sich die momentane Kapillartiefe beim Perkussionsbohren von Stahl anhand der linearen Abnahme des Stoßwellenradius bis zu einer Energiedichte von

etwa 80 J/cm^2 problemlos detektieren. Bei der Bearbeitung mit höheren Fluenzen ist mit der Verfälschung der Ergebnisse zu rechnen. Der Bohrungsdurchbruch kann aufgrund der in Kapitel 5.1.3 dargestellten Zusammenhänge nicht zu den erfolgreich detektierbaren Bohrphasen gezählt werden. Die Aufweitung der Austrittsöffnung und das Erreichen des maximal erzielbaren Durchmessers (Prozessende) ist hingegen anhand der charakteristischen Änderung der Stoßwellenfront feststellbar. Beim Wendelbohren von CrNi-Stahl sowie beim Perkussionsbohren von keramischen Materialien wie beispielsweise Al_2O_3 -Keramik konnte in experimentellen Untersuchungen eine hervorragende Korrelation zwischen der erfassten Messgröße und allen detektierbaren Prozessgrößen festgestellt werden. Der Überwachungsansatz ist daher bei diesen Materialien und Verfahrenstechniken als besonders geeignet anzusehen.

Stoßwellen- ansatz	Bohrungs- tiefe	Bohrungs- durchbruch	Durchmesser der Austrittsöffnung	Prozessende
Perkussionsbohren (Stahl)	(✓) bis 80 J/cm^2	×	✓	✓
Wendelbohren (Stahl)	✓	✓	✓	✓
Perkussionsbohren (Keramik)	✓	✓	✓	✓

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der Eignung des „Stoßwellen“-Ansatzes zur Überwachung prozessrelevanten Größen.

In Hinblick auf den möglichen Transfer in eine industrielle Umgebung birgt der kamerabasierte Ansatz einige wesentliche Nachteile. Neben den hohen Kosten und der Komplexität der Anordnung ist dies vor allem die Empfindlichkeit des experimentellen Aufbaus gegenüber den rauen Bedingungen einer Produktionshalle. Der Übergang vom grundlagenorientierten Laboraufbau zu einer vereinfachten und kostengünstigen Version des Messverfahrens muss daher im nächsten Schritt erfolgen. Eine *beam-deflection*-Anordnung, die auf der Ablenkung eines Messlaserstrahls durch Diskontinuitäten der Stoßwellenfront basiert und in [112] ausführlich beschrieben ist, scheint in diesem Fall durchaus geeignet zu sein.

Die dargestellten Ergebnisse beziehen sich ausschließlich auf Proben, deren Dicke einen Wert von $530 \mu\text{m}$ nicht überschreitet. Weiterhin wurden aufgrund der begrenzten zur Verfügung stehenden Zeit alle experimentellen Untersuchungen bei einer Wellenlänge von 800 nm durchgeführt. Eine grundsätzliche Ausweitung der Ergebnisse auf Proben mit größerer Materialstärke sowie weiteren Wellenlängen ist prinzipiell möglich. Jedoch

muss dabei eine Steigerung der Empfindlichkeit der Messanordnung bei steigender Proben-
dicke berücksichtigt werden, um dem mit zunehmender Bohrungstiefe kontinuierlich
abnehmenden Druckgradienten der Stoßwellenfront gerecht zu werden.

6 Prozessüberwachung durch koaxiale Erfassung optischer Prozessemissionen

Die Intensität des Prozessleuchtens, hervorgerufen durch die Emissionen des heißen, laserinduzierten Plasmas, ist in hohem Maße von Größen wie beispielsweise der Energiedichte und der momentanen Abtragsrate abhängig. Dadurch ermöglicht die spektrale Analyse der optischen Plasmaemissionen nicht nur die Abschätzung der Temperatur und Elektronendichteverteilung im Plasma, sondern kann außerdem auch für die Überwachung des Laserbearbeitungsprozesses von großem Interesse sein. Daneben eröffnet die breitbandige, integrale Erfassung optischer Emissionen aus der Wechselwirkungszone eine weitere Möglichkeit zur Prozesskontrolle. Die Überprüfung der Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen auf eine mögliche Korrelation zwischen dem Prozessleuchten und den wichtigsten Phasen des Bohrprozesses werden in der Folge anhand der spektroskopischen Untersuchungen im sichtbaren sowie der integralen Aufnahme in einem breitbandigen Spektralbereich vorgestellt.

6.1 Zeitaufgelöste Spektroskopie am laserinduzierten Plasma

Optische Prozessemissionen aus der Wechselwirkungszone können wichtige Informationen über den aktuellen Stand der Bearbeitung und darüber hinaus über prozessrelevante Überwachungsgrößen liefern. Vor allem kann die zeitliche Entwicklung der Intensität einzelner ausgewählten Spektrallinien zum Verständnis des Bohrprozesses beitragen und somit auch Ansätze für eine Prozessüberwachung eröffnen. In Bild 6.1 ist ein Ausschnitt aus dem Spektrum eines laserinduzierten Plasmas, aufgenommen während der Bearbeitung in einer Stahlprobe, dargestellt. Die spektrale Intensitätsverteilung erlaubt die Detektion typischer Linienspektren für Legierungsatome des Metaldampfes (Chrom Cr, Eisen Fe). Die Linienspektren für Ionen der Atmosphärenelemente (beispielsweise einfach ionisierter Stick- und Sauerstoff: N^+ , O^+), wie sie beim Entstehen eines Luftdurchbruchs typischerweise auftreten, sind im Spektrum hingegen nicht vorhanden.

Neben spezifischen Spektrallinien enthält das Spektrum ebenso ein Kontinuum, das

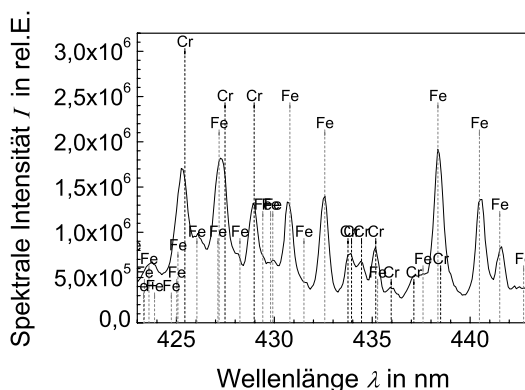


Bild 6.1: Ausschnitt aus dem Spektrum eines laserinduzierten Plasmas im sichtbaren Spektralbereich, aufgenommen während der Bearbeitung einer Stahlprobe. Das Spektrum des Materialdampfplasmas weist lediglich Chrom- und Eisenlinien des Metaldampfes auf ($\tau_H = 5$ ps, $\lambda = 800$ nm, $f_P = 1$ kHz, $d_f = 17$ μ m, $H = 150$ J/cm²).

durch Elektron-Ion Rekombinationsvorgänge sowie Bremsstrahlung der Elektronen gerade im frühen Stadium der Plasmalebensdauer das Spektrum dominiert. Aufgrund der hohen Intensität der ultrakurz gepulsten Strahlung ist die Plasmawolke bereits wenige ns nach der Einwirkung des Laserpulses nahezu vollständig ionisiert und befindet sich unter hoher Temperatur von mehreren Tausend Kelvin [113]. Unter diesen Bedingungen ist der Anteil neutraler Atome, welche für ausgeprägte Linienspektren verantwortlich sind, innerhalb des Plasmavolumens vernachlässigbar. Erst zu einem späteren Zeitpunkt nimmt die Anzahl an freien Elektronen einhergehend mit der Abnahme der Temperatur allmählich ab, so dass die Intensität des breitbandigen Kontinuums zurückgeht. Dadurch treten im Spektrum einzelne charakteristische Spektrallinien hervor, deren Intensität mit der wachsenden Anzahl der neutralen Atome graduell zunimmt. Durch die weiter abnehmende Plasmatemperatur geht ebenfalls die Wahrscheinlichkeit für die optische Anregung der Atome zurück, bis die Intensität der Emissionslinien schließlich langsam gegen Null strebt.

Die quantitative Analyse der beschriebenen spektralen Dynamik der optischen Plasmaemission ist für eine ausgewählte Spektrallinie von Eisen ($\lambda = 432,58$ nm) sowie des breitbandigen Kontinuums in ihrer unmittelbaren Umgebung ($\lambda = 431,83$ nm) für die gesamte Lebensdauer des Materialdampfplasmas in Bild 6.2 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich während der Bearbeitung sowohl die zeitliche Position des Intensitätsmaximums der Eisenlinie, als auch ihr Intensitätswert je nach Prozessphase verändern. Die Abklingdauer des breitbandigen Untergrundes, der vor allem in der Anfangsphase der Plasmaentstehung von dem heißen, dichten Plasma abgestrahlt wird, variiert ebenfalls mit zunehmender Bohrdauer. Gerade im Anfangsstadium der Bearbeitung (siehe Bild 6.2 a), in dem sich die Plasmawolke ungehindert über der Werkstückoberfläche ausbreiten kann, nimmt die Intensität des Kontinuums innerhalb von lediglich 50 ns stark

ab. Die Signalamplitude der Eisenlinie nimmt hingegen in diesem Zeitraum deutlich zu und erreicht nach etwa 50 – 60 ns ihren Maximalwert.

Mit weiter ansteigender Bohrungstiefe verlagert sich die Position des Fe-Intensitätsmaximums auf der Zeitachse zu längeren Werten (160 – 170 ns), wobei seine Leuchtstärke unverändert bleibt. Die Abklingdauer des Kontinuums nimmt dagegen deutlich zu, so dass seine Signalamplitude erst nach 200 ns auf ein niedriges Niveau abfällt. Eine plausible Erklärung dieses Verhaltens hängt mit dem unterschiedlichen Abkühlmechanismus des Plasmas zusammen, das durch verschiedene Bohrungsgeometrien bzw. Bohrungstiefen beeinflusst wird. Innerhalb einer tiefen Bohrung kann die laserinduzierte Plasmawolke aufgrund des im Vergleich zur Situation auf der Probenoberfläche begrenzten Raumvolumens nicht ungehindert expandieren, was zur langsameren Abkühlung und damit zu

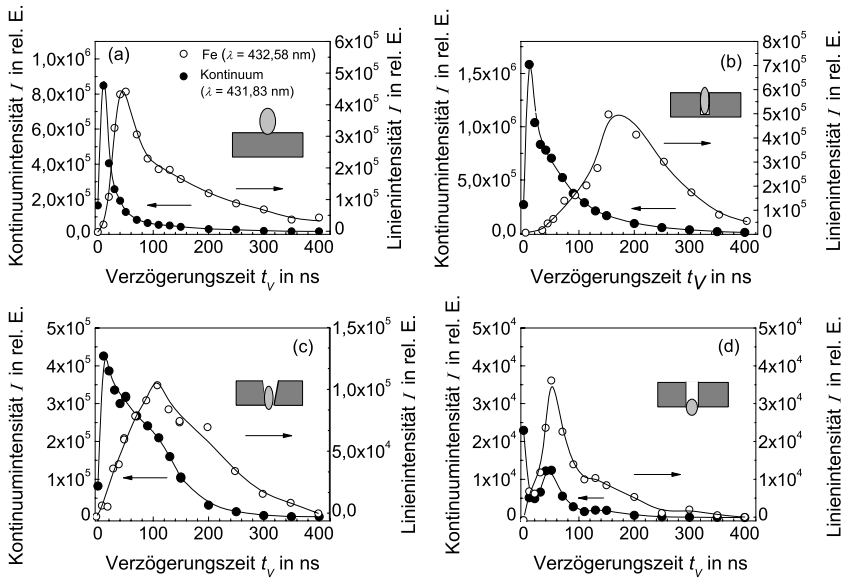


Bild 6.2: Zeitliche Intensitätsvariation der Emission des laserinduzierten Materialdampfplasmas beim Bohren von Stahl. Die Ergebnisse sind für vier unterschiedliche Bohrphasen dargestellt: Bearbeitung an der Oberfläche (a), Abtrag in tiefen Bohrkanaal (b), Zeitpunkt des Lochdurchbruchs (c) und vollständige Aufweitung der Austrittsöffnung (d). Zur Auswertung sind die Eisen-Linie bei 432,58 nm (offene Symbole) sowie das Kontinuum bei 431,83 nm (volle Symbole) jeweils im Zeitraum von 400 ns nach dem Laserpuls verwendet worden. Die zeitliche Integration bei der spektralen Strahlungsmessung betrug 10 ns ($\tau_H = 5$ ps, $\lambda = 800$ nm, $d_f = 17$ μ m, $H = 150$ J/cm²).

höheren Temperaturen des Plasmas führt. Dadurch setzen die Rekombinationsvorgänge im sich abkühlenden Materialdampfplasma erst zu einem späteren Zeitpunkt ein, wodurch das Intensitätsmaximum der charakteristischen Emissionslinien erst vergleichsweise spät erreicht wird.

Dieses Verhalten ändert sich im Augenblick des Bohrungsdurchbruchs (Bild 6.2 c), ab dem sich das Plasma zum Teil auf der Rückseite des Werkstücks ausbreiten kann. Zum Einen nimmt die Intensität der Plasmaemission signifikant ab, da ein Teil der frei expandierenden Plasmawolke durch das Werkstück abgeschirmt wird. Zum Anderen wandert das Intensitätsmaximum in Richtung kürzerer Delay-Zeiten auf der Zeitachse, was wiederum auf schnellere Abkühlvorgänge im Plasma durch die Möglichkeit der freien Ausbreitung auf der Rückseite der Probe schließen lässt. Bei vollständig aufgeweiteter Bohrung (Bild 6.2 d) und somit erreichter Zielgeometrie erzielt das Intensitätsmaximum wieder den gleichen Wert (50 – 60 ns) auf der Zeitachse wie im Anfangsstadium der Bearbeitung. Das Materialdampfplasma kann in dieser Bearbeitungsphase auf der Probenrückseite ungehindert expandieren, was einem vergleichbaren Zustand wie auf der Werkstückoberfläche entspricht. Die spektrale Intensität der Eisenlinie nimmt bis zu dieser Bohrphase weiter ab und erreicht hier ihren minimalen Wert.

Die oben dargestellten Resultate eröffnen die Möglichkeit, sowohl die gezeigte Abhängigkeit der zeitlichen Lage des Intensitätsmaximums von der jeweiligen Bearbeitungsphase, als auch die spektrale Intensität der Eisenlinie für die Zwecke der Prozessüberwachung zu nutzen. In Bild 6.3 ist der Zeitpunkt des Erreichens der maximalen spektralen Intensität der Eisenlinie für Pulsdauern im fs- bzw. ps-Regime gegenüber der Bohrungstiefe dargestellt. Der Kurvenverlauf erfolgt in beiden Fällen nahezu identisch. Bis zu einer Bohrungstiefe von etwa 300 μm bleibt die zeitliche Lage des Maximums auf einem konstanten Niveau von 40 – 50 ns. Ab einer Lochtiefe von 300 μm verschiebt sich dieser Wert mit steigender Bohrungstiefe hin zu größeren Zeiten und erreicht zwischen 550 und 650 μm Tiefe rund 200 ns. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass die Plasmawolke bis zu einer Tiefe von 300 μm aus dem Bohrungsinnen an die Probenoberfläche expandieren kann und erst mit weiter zunehmender Tiefe vollständig innerhalb der Bohrkapillare verbleibt. Mit dem Bohrungsdurchbruch und zunehmender Aufweitung des Bohrungsaustrittes nimmt die Delay-Zeit abrupt ab. Während der Aufweitungsphase wird dieser Trend weiter fortgesetzt, bis die angestrebte Bohrungsgeometrie erzielt ist. In diesem Bearbeitungsabschnitt fällt für 5 ps Pulsdauer der Zeitpunkt für die maximale Linienintensität bis auf den Wert ab, welcher zu Beginn des Bohrprozesses gemessen wurde. Für 130 fs Pulsdauer nimmt die Delay-Zeit sogar bis auf 10 ns ab. Die beobachtete Dynamik der Spektrallinie eignet sich somit durchaus zur Überwachung des Bohrungsdurchbruchs sowie der anschließenden Aufweitung der Austrittsöffnung.

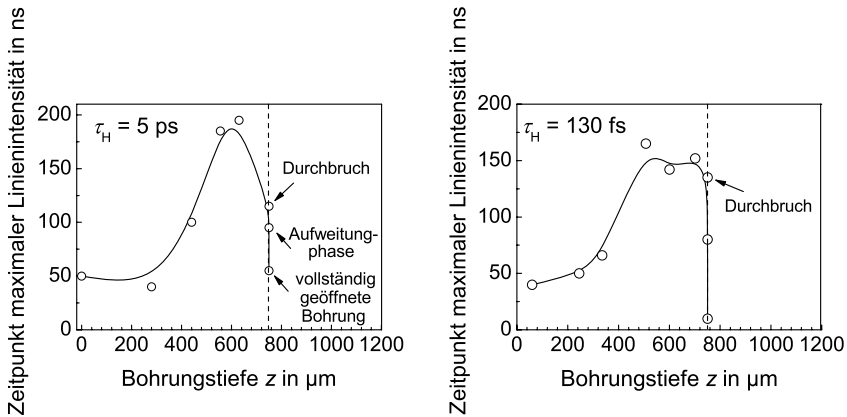


Bild 6.3: Entwicklung des Zeitpunktes des Auftretens der maximalen Intensität der Eisen-Linie bei 432,58 nm über der Bohrungstiefe beim Bohren in einer 750 µm dicken Stahlprobe. Die Ergebnisse sind für Pulsdauern von 5 ps sowie 130 fs dargestellt ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $H = 150 \text{ J/cm}^2$, $d_f = 17 \text{ µm}$).

Ein weiterer Ansatz zur Prozessüberwachung ergibt sich durch die Aufnahme des Betrages der Linienintensität und seiner Zuordnung zu den einzelnen Prozessphasen. Bild 6.4 zeigt die Entwicklung der Leuchtstärke einer Eisenlinie in Abhängigkeit von der Bohrungstiefe. Hierbei wurden pro Datenpunkt jeweils eine Reihe von Aufnahmen innerhalb der Plasmalebensdauer durchgeführt (Aufnahmezeit 10 ns), und die maximale gemessene Intensität in die Auswertung einbezogen. Der Zusammenhang zwischen den beiden Größen für ps-Laserpulse in Bild 6.4 zeigt ein ähnliches Verhalten wie die schon zuvor dargestellten Abhängigkeiten in Bild 6.3. Die Linienintensität weist bei einer Bohrungstiefe von 400 µm ein ausgeprägtes Maximum auf und nimmt anschließend mit weiter fortschreitender Tiefe kontinuierlich ab. Eine mögliche Erklärung für das überraschende Auftreten des Maximums liegt in der hohen Konzentration der Ablationsprodukte innerhalb der schlanken Bohrkapillare, die im Perkussionsmodus hergestellt wurde. Der Materialdampf entsteht zwar durch die Ablation am Werkstück, erreicht aber erst in der Region der Fokusebene ($z_f = -200 \text{ µm}$) durch weitere Aufheizung seine maximale Temperatur, elektronische Anregung und damit Leuchtstärke. Nach erfolgtem Durchbruch nimmt die Intensität der Prozessemission indessen ab, bis sie bei der vollständig aufgeweiteten Bohrung nahezu ganz erlischt. Im Fall von 130 fs Pulsdauer fällt die gemessene Linienintensität kontinuierlich über der Bohrungstiefe ab, ohne jedoch das für das ps-Regime typische Zwischenmaximum zu bilden. Auch diese Messreihe zeigt das vollständige Erlöschen des Plasmaleuchtens beim Erreichen der Zielgeometrie, was sich

als „globaler“ Effekt für den gesamten untersuchten Pulsdauerbereich herausstellt. Dieser Verfahrensansatz kann daher prinzipiell zur Feststellung des Prozessendes eingesetzt werden, obgleich zuvor einige verfahrenstechnisch bedingte Schwierigkeiten hinsichtlich einer automatisierten Umsetzung des Überwachungskonzeptes (hochempfindliche, spektral selektive Erfassung der optischen Prozessemissionen) geklärt werden müssen.

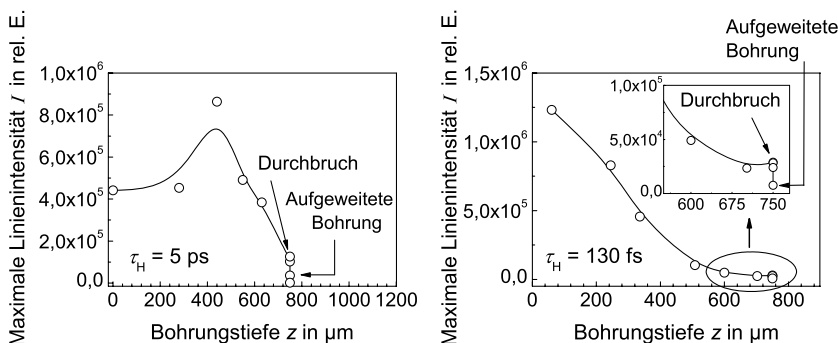


Bild 6.4: Entwicklung der maximalen Intensität der Eisen-Linie bei 432,58 nm über der Bohrungstiefe beim Bohren in einer 750 μm dicken Stahlprobe. Die Ergebnisse sind für Pulsdauern von 5 ps sowie 130 fs dargestellt ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $H = 150 \text{ J/cm}^2$, $d_f = 17 \mu\text{m}$).

6.2 Integrale, breitbandige Aufnahme der optischen Prozessemissionen

Die im vorherigen Kapitel dargestellten spektroskopischen Untersuchungen haben gezeigt, dass die Intensität einzelner ausgewählter Emissionslinien eng mit den Vorgängen in der Wechselwirkungszone zusammenhängt. Die Erfassung der Leuchtstärke in einem schmalbandigen Spektralbereich erfordert jedoch wegen der vergleichsweise schwachen Signalamplitude den Einsatz kostenintensiver Detektoren wie beispielsweise Bildverstärker-Kameras. Eine Alternative zu diesem Überwachungsverfahren ist die breitbandige, integrale Erfassung der optischen Prozessemissionen mittels eines fotoelektrischen Einzeldetektors. Im folgenden Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse zum modifizierten Konzept mit koaxial angeordneter Fotodiode (vgl. Kapitel 4.3) als Sensorelement vorgestellt.

6.2.1 Überwachung einzelner Bohrphasen

Bild 6.5 zeigt die charakteristischen Signalverläufe der beiden in den Untersuchungen verwendeten Fotodioden (oberhalb der Probe koaxial zur Bearbeitung angeordnete Sensordiode und auf der Rückseite der Probe zur Erfassung der transmittierten Strahlung positionierte Referenzdiode), wie sie typischerweise während des Wendelbohrns in einer 500 μm dicken Stahlprobe entstehen. Die Zunahme der Signalintensität des Sensors während der ersten Sekunden der Bearbeitung kann unter anderem auf eine zunehmend gerichtete Abstrahlcharakteristik des Prozessleuchtens mit sich ausbildender Bohrkapillare zurückgeführt werden. Damit einhergehend tritt zum eigentlichen Materialabtrag durch die Laserstrahlung die abtragende Wirkung des Plasmas hinzu, was als weiterer Mechanismus zum Materialabtrag und somit zum Anstieg der Signalamplitude beiträgt. Mit fortschreitender Bohrungstiefe und der damit verbundenen Abnahme der Bohrrate nimmt auch die integrale Intensität der Prozessemissionen bis zum Durchbruchzeitpunkt stetig ab. Der Bohrungsdurchbruch ist an der sprunghaften Änderung der Signalstärke deutlich zu erkennen. Der beobachtete Intensitätsabfall beläuft sich, verglichen mit der maximal erreichten Intensität zu Beginn der Bearbeitung, auf ca. 40%.

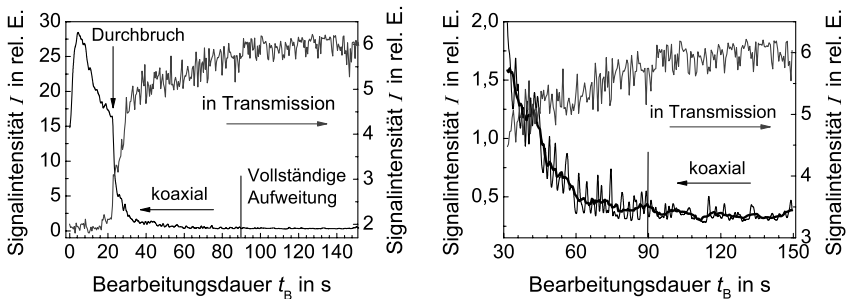


Bild 6.5: Charakteristische Signalverläufe einer koaxial zur Bearbeitung angeordneten Fotodiode und der auf der Rückseite des Werkstücks positionierten Referenzdiode beim Bearbeiten einer 500 μm dicken Stahlprobe (linkes Diagramm). Die Zeitpunkte der Ausbildung des Bohrungsdurchbruchs und des Erreichens der endgültigen Bohrungsgeometrie (Prozessende) sind im Diagramm eingezeichnet. Die zeitliche Entwicklung der beiden Signale während der Aufweitungphase ist im rechten Diagramm vergrößert dargestellt (im Signal der Sensordiode ist zur besseren Übersicht eine Trendlinie eingezeichnet). Das Konvergieren des Sensorsignals gegen einen konstanten Intensitätswert zum Zeitpunkt des Erreichens des Prozessendes ist hier besonders deutlich zu erkennen ($\tau_H = 5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $H = 170 \text{ J/cm}^2$, $d_f = 17 \text{ }\mu\text{m}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokusslage -200 μm , Wendeldurchmesser $d_w = 80 \text{ }\mu\text{m}$).

Der beobachtete Signalabfall kann damit erklärt werden, dass ein Teil der Laserstrah-

lung durch die gebildete Austrittsöffnung die Bohrkapillare wieder verlassen kann, ohne zum Abtragsprozess beizutragen. Als Folge wird ein geringeres Materialvolumen verdampft, was sich in einem deutlichen Rückgang der Intensität des Prozessleuchtens widerspiegelt [114]. Dieser Bearbeitungsabschnitt kann auch am schnellen Anstieg des Signals der Referenzfotodiode eindeutig identifiziert werden. Anhand ihres Signalverlaufs wird deutlich, dass die maßgebliche Aufweitung der Austrittsöffnung zunächst in relativ kurzer Zeit (bis etwa 30 s) erfolgt. Dieser Phase schließt sich ein langsamerer Aufweitungsabschnitt an, in dessen Verlauf die endgültige Geometrie der Bohrung erreicht wird. Der zweite Abschnitt nimmt deutlich mehr Zeit in Anspruch und wird im dargestellten Beispiel erst nach etwa 90 s abgeschlossen. Entsprechend dieser Entwicklung nimmt die Intensität des Sensorsignals in der Aufweitungsphase zunächst stark ab und strebt danach mit einem geringeren Gradienten einem festen Wert entgegen. In diesem Zusammenhang ist in Bild 6.5 (rechte Darstellung) ein vergrößerter Ausschnitt der Signalverläufe in der Aufweitungsphase dargestellt. Eine Korrelation zwischen den betrachteten Größen ist klar erkennbar. Verbunden mit dem kontinuierlich abnehmenden pro Puls abgetragenen Materialvolumen sinkt auch die Intensität des Prozessleuchtens, bis der Abtrag vollständig zum Erliegen kommt. Zu diesem Zeitpunkt findet der Übergang des Sensorsignals auf einen konstanten Intensitätswert von 0,4 Einheiten statt.

Analog zu den oben dargestellten Experimenten wurden zur Erweiterung der experimentellen Datenbasis Untersuchungen mit 1 mm dicken Stahlproben durchgeführt. Wie Bild 6.6 verdeutlicht, kann die Überwachung des Bohrprozesses mit dem vorgestellten Ansatz ebenfalls auf die Bearbeitung einer 1 mm dicken Probe angewendet werden. Wie bereits bei der Blechdicke von 500 μm sind auch in diesem Fall sowohl der Bohrungsdurchbruch als auch das Prozessende anhand des Sensorsignals feststellbar. Nach einer zunächst stetigen Abnahme der Intensität mit zunehmender Bohrungstiefe zeigt der Signalverlauf zum Zeitpunkt des Durchbruchs eine signifikante Änderung. Im Gegensatz zu dem Intensitätsabfall von etwa 40% bei den 500 μm dicken Proben beläuft sich hier der entsprechende Rückgang allerdings nur auf rund 15% des maximalen Intensitätswertes.

Dieser Unterschied kann wiederum durch die Abnahme der mittleren Bohrrate mit wachsender Bohrungstiefe erklärt werden. Bei großen Bohrungstiefen im Bereich von 1 mm steht dem Abtragsprozess an der Bohrungsspitze verglichen mit einem oberflächennahen Abtrag eine geringere Pulsenergie zur Verfügung. Dies wirkt sich über eine geringe Bohrrate mindernd auf die absolute Intensität der optischen Prozessemissionen aus. Infolgedessen kann in diesem Fall im Vergleich zu dünneren Proben beim Durchbohren des Werkstücks ein weniger abrupter Rückgang des pro Puls abgetragenen Volumens beobachtet werden, was zu einer schwächeren Änderung der Signalintensität führt. Dennoch kann diese charakteristische Signalabnahme als Ansatzpunkt zur Überwachung des

Bohrungsdurchbruches erfolgsversprechend verwendet werden.

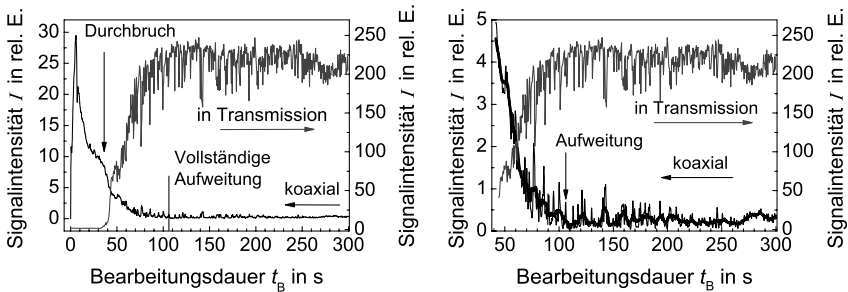


Bild 6.6: Charakteristische Signalverläufe einer koaxial zur Bearbeitung angeordneten Fotodiode und der auf der Rückseite des Werkstücks positionierten Referenzdiode beim Bearbeiten einer 1 mm dicken Stahlprobe (linkes Diagramm). Die zeitliche Entwicklung der beiden Signale nach dem Erreichen des Bohrungsdurchbruchs ist im rechten Diagramm dargestellt. Die Korrelation zwischen den beiden Kurven ist deutlich erkennbar ($\tau_H = 5$ ps, $\lambda = 800$ nm, $H = 220$ J/cm², $d_f = 17$ μ m, $f_P = 1$ kHz, Fokusslage -200 μ m, Wendeldurchmesser $d_w = 80$ μ m).

Nach dem Durchbohren der Probe nimmt die Signalamplitude des Sensors entsprechend der Zunahme der Austrittsöffnung ab und erreicht schließlich nach etwa 110 s einen konstanten Intensitätswert (siehe Bild 6.6, rechtes Diagramm). Nach dieser Bohrzeit erreicht das Referenzdiodensignal ebenso seine maximale Amplitude und bleibt auch mit weiter fortschreitender Bearbeitungsdauer konstant. Das Prozessende kann daher anhand des Kurvenverlaufs eindeutig auf 110 s festgelegt werden. Die exakte Parallelität im Verhalten der beiden Kurvenverläufe belegt die erfolgreiche Detektion des Abschlusses der Bohrungsaufweitung durch das koaxial positionierte Sensorelement.

Anhand der gezeigten Diagramme lässt sich die grundsätzliche Entwicklung des zur Überwachung verwendeten Fotodiodensignals aufzeigen. Eine direkte Beziehung zur Bohrungstiefe kann jedoch aus dem Verlauf des Referenzdiodensignals nicht abgeleitet werden. Die Ermittlung der Kapillartiefe zu unterschiedlichen Zeitpunkten der Bearbeitung muss daher aus Querschliffen der Bohrungskapillare erfolgen. In Bild 6.7 sind lichtmikroskopische Aufnahmen solcher Querschliffe stellvertretend für den tatsächlichen Bohrtiefenfortschritt wiedergegeben. Der entsprechende Verlauf des Detektorsignals im Zeitraum vor dem Erreichen des Bohrungsdurchbruchs ist ebenfalls dargestellt. Durch die Ermittlung des integralen Intensitätswertes zu den Bohrdauern, die den Bohrungsquerschliffen entsprechen, kann eine mathematische Beziehung zwischen diesen beiden Größen ermittelt werden.

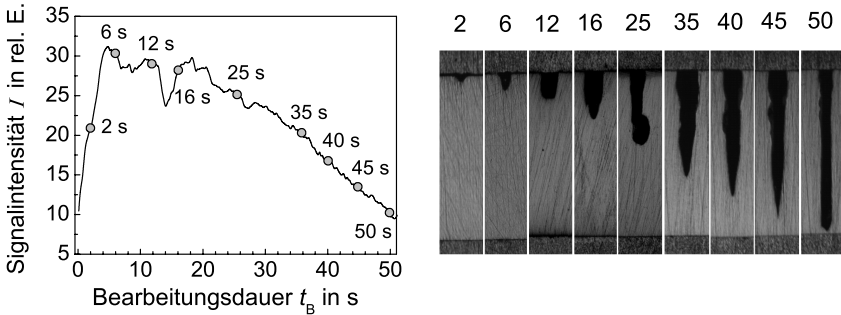


Bild 6.7: Lichtmikroskopische Aufnahmen von Bohrungsquerschliffen, hergestellt anhand einer 1 mm dicken CrNi-Stahlprobe zur Bestimmung der Bohrungstiefe für unterschiedliche Bearbeitungsdauern. Der entsprechende zeitliche Signalverlauf der coaxial angeordneten Fotodiode ist ebenfalls dargestellt. Im Diagramm sind diejenigen Bohrdauern eingezeichnet, zu welchen jeweils ein Bohrungsquerschnitt hergestellt wurde ($\tau_H = 5$ ps, $\lambda = 800$ nm, $H = 220$ J/cm², $Q_p = 500$ μ J, $f_p = 1$ kHz, Fokusslage -200 μ m, Wendeldurchmesser $d_w = 50$ μ m).

Eine Gegenüberstellung der Bohrungstiefe und der detektierten Signalstärke ist in Bild 6.8 dargestellt. Demnach korreliert die Intensität des Fotodiodensignals in linearer Weise mit der momentanen Bohrungstiefe. Wegen des oben diskutierten Signalanstiegs zu Beginn der Bearbeitung gilt dieser Zusammenhang allerdings erst ab einer Tiefe von etwa 100 μ m.

Nach dem Erreichen des Bohrungsdurchbruchs wird die Austrittsöffnung mit zunehmender Bearbeitungsdauer bis auf ihre maximale Größe aufgeweitet, was das Prozessende kennzeichnet. Bild 6.9 zeigt den experimentell ermittelten Zusammenhang zwischen der Signalintensität und dem Durchmesser der Austrittsöffnung. Nach dem Durchbohren der gesamten Materialdicke nimmt die Signalamplitude entsprechend der Zunahme der Fläche der Austrittsöffnung ab. Die Intensität der optischen Prozessemissionen verhält sich dabei linear zu der Größe der Austrittsöffnung. Diese eindeutige Korrelation zwischen den beiden Größen ermöglicht die Kontrolle dieser wichtigen Prozessgröße mit dem entwickelten Überwachungskonzept.

Im zeitlichen Verlauf des Überwachungssignals in Bild 6.7 kommt es teilweise zu starken Intensitätsschwankungen, deren physikalische Natur zunächst unbekannt war. Eine Erklärung dieses Phänomens kann Bild 6.10 entnommen werden. In dieser Darstellung ist ein Sensorsignal mit einem starken Einbruch bei rund 15 s abgebildet. Anhand einer Vielzahl von Bohrungsquerschliffen lässt sich der Ursprung solcher erheblicher Schwan-

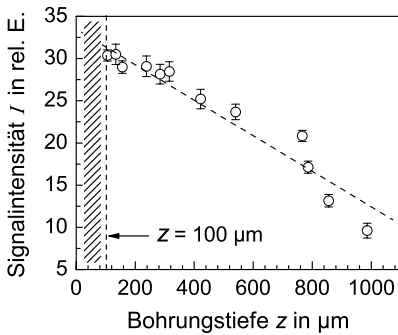


Bild 6.8: Darstellung des linearen Zusammenhangs zwischen der integralen Signalintensität des koaxialen Sensors und der Bohrungstiefe für die in Bild 6.7 dargestellten experimentellen Reihen. Die momentane Bohrungstiefe kann demnach anhand der aufgenommenen Signalintensität ab einer Tiefe von etwa 100 μm ermittelt werden.

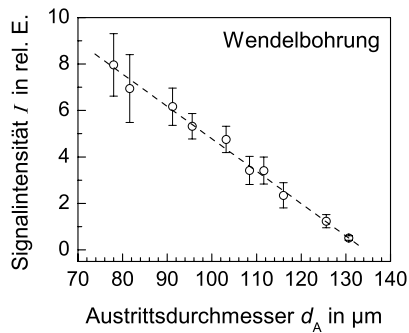


Bild 6.9: Darstellung des linearen Zusammenhangs zwischen der Signalintensität der Sensoreinheit und dem Austrittsdurchmesser einer Wendelbohrung, erzeugt in einer 1 mm dicken Stahlprobe. Die Intensität des Prozessleuchtens verhält sich dabei proportional zum Durchmesser der Austrittsöffnung ($\tau_H = 5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $H = 220 \text{ J/cm}^2$, $Q_p = 500 \mu\text{J}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokuslage -200 μm , Wendeldurchmesser $d_w = 50 \mu\text{m}$).

kungen feststellen. Demzufolge führt die Auslenkung der Bohrungsachse während der Zunahme der Kapillartiefe zum beobachteten Effekt. Durch die Auslenkung kommt es kurzzeitig zur Abschirmung der Abtragszone durch die Bohrungswand, so dass das Prozessleuchten von der koaxial angeordneten Fotodiode nicht mehr im vollen Umfang erfasst werden kann. Im weiteren Verlauf des Bohrprozesses findet der Materialabtrag erneut an der eigentlichen Bohrungsspitze statt, was sich im weiteren Signalverlauf in Form höherer Intensitätswerte widerspiegelt.

Die Gründe für das Abknicken der Bohrkapillare sind vielfältig. Unter anderem können der Polarisations Einfluss auf die Wandabsorption der Laserstrahlung sowie mögliche Asymmetrien der Leistungsdichteverteilung eine entscheidende Rolle spielen. Der Bruch der Rotationssymmetrie des Laserstrahls innerhalb der Bohrkapillare aufgrund von Störstellen im Material bzw. wiedererstarrender Schmelze kann ebenfalls zur seitlichen Ablenkung der Strahlung führen und starke Intensitätssprünge im Signalverlauf verursachen (siehe lichtmikroskopische Aufnahme in Bild 6.10).

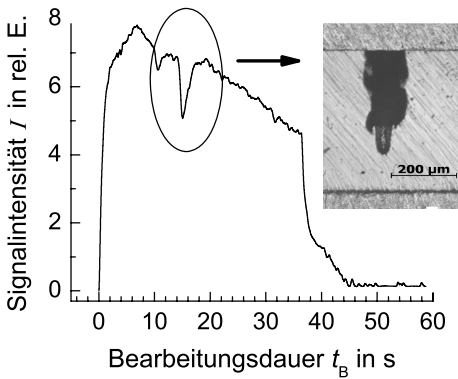


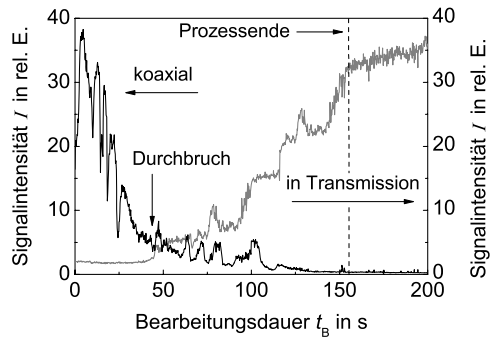
Bild 6.10: Darstellung eines Intensitätseinbruchs im Signalverlauf des Sensors, der durch die Auslenkung der Bohrungsachse während des Bohrtiefenfortschritts verursacht wurde. Im präsentierten Fall knickt die Spitze der Bohrkapillare in Richtung des Betrachters ab.

6.2.2 Einfluss der Bearbeitungsstrategie

In Kapitel 5.3.3 wurde bereits berichtet, dass die Wahl der Bohrstrategie einen entscheidenden Einfluss auf die erfolgreiche Umsetzung eines Überwachungsverfahrens haben kann. Je nach verwendeter Bearbeitungsart (Wendel- bzw. Perkussionsbohren) kommt es zur Ausbildung unterschiedlicher Bohrungsmorphologien, welche sich in charakteristischer Weise in die Tiefe ausbreiten. Bild 6.11 zeigt die zeitliche Entwicklung der Signalintensität der Sensor- bzw. der Referenzdiode bei der Herstellung einer Perkussionsbohrung in einer 1 mm dicken Stahlprobe. Vergleichbar mit einer Wendelbohrung (siehe Bild 6.6) ist der Übergang von der planaren Ablation an der Oberfläche zu einem Bohrungskrater auch in diesem Fall mit einem Signalanstieg des Sensorelements verbunden. In der anschließenden Phase des Bohrtiefenfortschritts verhält sich die Signalstärke aber relativ unregelmäßig, was an zahlreichen starken Signalschwankungen zu erkennen ist. Dieses Verhalten kann auf die unregelmäßige Oberfläche der Bohrungswände zurückgeführt werden, welche aufgrund eines hohen Aufkommens an Schmelzablagerungen im Bereich der eng zulaufenden Kapillarspitze entsteht. Infolgedessen kommt es im Vergleich zum Wendelbohren zur häufigeren Ablenkung und Kanalisierung der Laserstrahlung in eine bevorzugte Richtung, wodurch der Materialabtrag zur Seite stattfindet. Dieses Signalverhalten macht das Bestimmen der Bohrungstiefe anhand der optischen Prozessemissionen nahezu unmöglich, da die starken Änderungen in keiner Weise mit der tatsächlichen Kapillartiefe korrelieren.

Zum Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs, welcher im dargestellten Fall nach etwa 40 s erfolgt, weist die Signalamplitude nicht den für diese Prozessphase sonst typischen, signifikanten Abfall auf. In einigen beobachteten Fällen stieg die detektierte Intensität in diesem Zeitabschnitt sogar leicht an. Die an den Durchbruch anknüpfende Phase der ra-

Bild 6.11: Charakteristische Signalverläufe einer koaxial zur Bearbeitung angeordneten Fotodiode und der auf der Werkstückrückseite positionierten Referenzdiode beim Bearbeiten einer 1 mm dicken Stahlprobe im Perkussionsmodus ($\tau_H = 5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $H = 220 \text{ J/cm}^2$, $Q_p = 500 \text{ }\mu\text{J}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokuslage $-200 \text{ }\mu\text{m}$).



dialen Aufweitung der Austrittsöffnung verläuft ebenfalls instabil. Sie ist von sprunghaften Änderungen in der Signalstärke des Sensors geprägt, was auf eine hohe Bewegung der Schmelze in der Region des Bohrungsaustrittes hinweist. Dies wird durch das gleichermaßen unregelmäßige Verhalten der Referenzdiodenintensität bestätigt. Aufgrund des Aufschmelzens und Wiedererstarrens des Materials im Bereich der zunächst relativ kleinen Durchgangsöffnung nimmt deren Aufweitung relativ viel Zeit in Anspruch. Der Austritt erreicht seine endgültige Größe erst nach etwa 160 s, was einer vielfachen Dauer der Phase des Bohrtiefenfortschritts entspricht. Die unregelmäßige Verhaltensweise der Messgröße zum Durchstoßzeitpunkt und während der Aufweitungphase schließt die Detektion dieser überwachungsrelevanten Bearbeitungsphasen definitiv aus. Der Abschluss der Bearbeitung, d.h. das Prozessende, kann hingegen anhand der Abnahme des Sensorsignals durch das Definieren einer empirisch festgelegten Intensitätsschwelle durchaus detektiert und überwacht werden.

6.2.3 Prozesskontrolle bei der Bearbeitung unter reduziertem Atmosphärendruck

Neben den Untersuchungen bei Umgebungsdruck wurden die Experimente auf das Wendelbohren von rostfreien Stahlproben bei vermindertem Umgebungsdruck ausgeweitet. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Hinblick auf das Bohren unter Einsatz einer Unterdruckdüse interessant, welche auf dem Prinzip eines aerodynamischen Fensters basiert [115]. Zahlreiche Veröffentlichungen haben gezeigt, dass Vakuumbedingungen eine deutliche Steigerung der Bohrrate beim Laserbohren ermöglichen und zugleich die unerwünschte Aufweitung der Eintrittszone durch nichtlineare Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Atmosphärendruck vermeiden können [25, 116, 117]. Angelehnt an den aktuell erzielten Kavitätsdruck der Unterdruckdüse wurden die Experimente bei

einem Absolutdruck von 100 hPa durchgeführt. In Bild 6.12 (linkes Diagramm) ist der Signalverlauf des Sensors und der Referenzdiode beim Wendelbohren in einer 500 μm dicken Probe dargestellt. Das rechte Diagramm gibt den Signalverlauf bei der Bearbeitung einer 1 mm dicken Probe wieder. Die beiden Rasterelektronenmikroskopaufnahmen zeigen den Eintritt sowie den Austritt einer Bohrung, welche bei 100 hPa in einer 500 μm dicken Probe mit einer Bohrdauer von 50 s hergestellt wurde. Deutlich sind die typischen Merkmale des Bohrens bei vermindertem Druck zu erkennen. Sowohl der Eintritt als auch der Austritt sind schmelzbehaftet, wobei im Eintrittsbereich ein Grat sichtbar ist. Auch nach langer Bohrzeit war es nicht möglich, die zylindrische Bohrungsgeometrie zu erreichen. Der bei Unterdruck maximal erreichbare Austrittsdurchmesser ist wesentlich kleiner als jener der bei sonst gleichen Bearbeitungsparametern unter Normaldruck erzeugten Austrittsöffnung. Diese Merkmale deuten auf eine reduzierte oder ganz ausbleibende Wirkung des laserinduzierten Plasmas hin, welches in der Regel zur Glättung und radialen Aufweitung der Bohrung beiträgt.

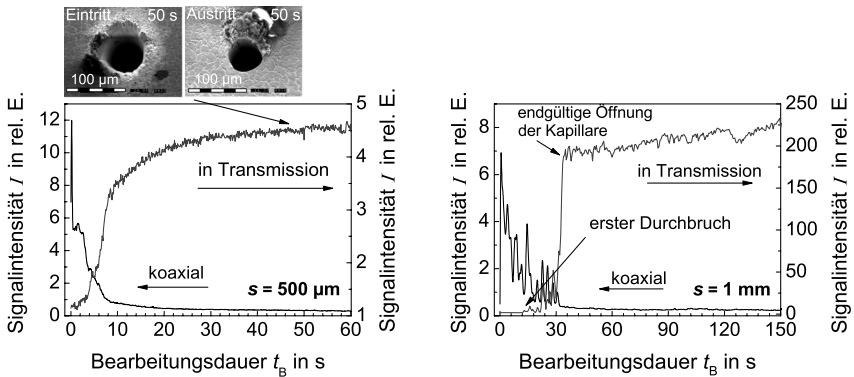


Bild 6.12: Verlauf der Fotodiodensignale beim Wendelbohren in einer 500 μm (linkes Diagramm) und einer 1 mm (rechtes Diagramm) dicken Stahlprobe bei einem Absolutdruck von 100 hPa. Die REM-Aufnahmen zeigen den Eintritt sowie den Austritt der Bohrung nach einer Bohrdauer von 50 s. Zwei charakteristische Bereiche mit unregelmäßigem Intensitätsverlauf vor der vollständigen Aufweitung und „glatten“ Verlauf nach der Aufweitung sind im Signalverlauf der koaxial positionierten Sensordiode für beide Probendicken zu erkennen ($\tau_H = 5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $Q_p = 500 \mu\text{J}$, $d_f = 17 \mu\text{m}$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokusslage -200 μm).

Der Signalverlauf der Sensordiode bestätigt diese Beobachtung. Nach einem starken Rückgang der Amplitude im Anfangsstadium der Bearbeitung kommt es im weiteren Verlauf zu Intensitätsschwankungen, welche besonders bei der Probendicke 1 mm deutlich ausgeprägt sind. Die unregelmäßige Entwicklung bis zum Zeitpunkt der endgülti-

gen Öffnung der Bohrung lässt sich wie im Abschnitt zuvor durch eine starke Schmelzbewegung innerhalb der Bohrkapillare erklären. Passend zu dieser Annahme wird bei der Probendicke 1 mm ein stufenweise stattfindender Bohrungsdurchbruch beobachtet, welcher auf ein mehrfaches Öffnen und Wiederverschließen des Austrittes durch die in der Kapillare befindliche Schmelze zurückgeführt werden kann. Das hohe Schmelzvolumen lässt sich dadurch erklären, dass der Materialabtrag unter reduziertem Absolutdruck ausschließlich durch die applizierte Laserstrahlung entsteht. Die produzierte Schmelze, welche beim Bohren unter Normaldruck mit Hilfe des Plasmas teilweise aus der Bohrung ausgetrieben und abgetragen wird, kann sich aufgrund der reduzierten Wirkung des partikelgezündeten Plasmas bei 100 hPa wieder an den Bohrungswänden anlagern und muss durch die nachfolgenden Bearbeitungspulse erneut bearbeitet werden. Nach dem ersten Durchbruch des Laserstrahls findet daher kein sofortiger und signifikanter Rückgang der Signalintensität statt, da die Schmelzablagerungen innerhalb der Kapillare zunächst vollständig abgetragen werden müssen. Dieser Aufweitungsmechanismus der Austrittsöffnung unterscheidet sich somit wesentlich von der Bearbeitung unter Normaldruck, bei welchem die Aufweitung durch das laserinduzierte Plasma zusätzlich unterstützt wird. Das Signal der Sensordiode gibt somit unmittelbar die Entwicklung des Bohrprozesses wieder.

Ist die Bohrkapillare endgültig geöffnet, ändert sich das Signalverhalten schlagartig. Es findet ein Übergang zu einer „glatten“ Phase statt, in welcher das Sensorsignal deutlich ruhiger und ohne Intensitätsspitzen verläuft. Am Ende dieser Bearbeitungsphase wird die maximale Größe der Austrittsöffnung erreicht, so dass die gesamte Laserstrahlung durch die Bohrung transmittieren kann. Insgesamt zeigt sich, dass beim Bohren mit reduziertem Umgebungsdruck infolge der starken Signalschwankungen der Bohrungsdurchbruch nicht überwacht werden kann. Die Detektion des Prozessendes erscheint dagegen durch die Festlegung eines geeigneten Intensitätsschwellwertes realisierbar.

Die Feststellung des Zeitpunktes der endgültigen Kapillaröffnung und die Notwendigkeit einer weiteren Aufweitung des Austrittes eröffnet die Möglichkeit, den vorgestellten Überwachungsansatz zur aktiven Regelung der Unterdruckdüse einzusetzen. Zur Erhöhung der Bearbeitungsgeschwindigkeit soll zunächst bei reduziertem Umgebungsdruck das Werkstück möglichst schnell durchstoßen, und die Bohrkapillare anschließend bei Normaldruck auf die vorgegebene Zielgeometrie aufgeweitet werden. Eine effiziente Anwendung dieses Verfahrensansatzes setzt eine zeitlich auf den Bohrfortschritt abgestimmte Abschaltung der Unterdruckdüse voraus. Der entsprechende Zeitpunkt kann durch koaxiale Beobachtung des optischen Prozessleuchtens festgelegt werden.

Im Bild 6.13 ist der Signalverlauf der Sensordiode beim Wendelbohren in einer CrNi-

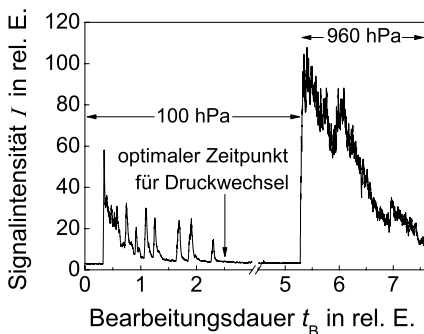


Bild 6.13: Charakteristischer Signalverlauf einer koaxial zur Bearbeitung positionierten Fotodiode beim Bohren von Stahl unter unterschiedlichen Umgebungsdrücken. In der ersten Bohrphase erfolgt die Bearbeitung bei einem Druck von 100 hPa. Danach wird die Bohrung bei 960 hPa durch partikelgezündetes Plasma aufgeweitet. Der optimale Zeitpunkt für den Druckwechsel beim Einsatz der Unterdruckdüse ist im Diagramm mit einem Pfeil gekennzeichnet ($\tau_H = 5$ ps, $\lambda = 800$ nm, $H = 150$ J/cm², $Q_p = 340$ μ J, $f_p = 1$ kHz, Fokusslage -200 μ m).

Stahlprobe bei zwei unterschiedlichen Umgebungsdrücken dargestellt. Die Probe wurde zu diesen Zwecken in eine Vakuumkammer positioniert, welche die Funktion der Unterdruckdüse übernahm. Während der ersten Bohrphase erfolgte die Bearbeitung bei 100 hPa, was dem Bohren bei eingeschalteter Unterdruckdüse entspricht. Das Signal zeigt den für diesen Umgebungsdruck charakteristischen, in seiner Intensität stark variierenden Verlauf.

Nach dem Durchbohren und der bei Unterdruck maximal möglichen Aufweitung des Austritts wurde die Bearbeitung bei Normaldruck fortgesetzt. Da die Bohrkapillare durch das laserinduzierte Plasma aufgeweitet wird, steigt die Intensität des Sensorsignals erneut deutlich an. Dieses Bohrstadium entspricht einer Bearbeitung bei abgeschalteter Vakuumdüse.

Eine zuverlässige Abschaltung der Unterdruckdüse zum geeigneten Zeitpunkt mit Hilfe des Überwachungssensors (beachte Pfeil in Bild 6.13) kann somit zur Steigerung der Produktivität des Bohrprozesses entscheidend beitragen.

6.3 Echtzeit-Überwachung und -regelung des Bohrprozesses

Die bislang vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass der Bohrprozess durch die Erfassung und Auswertung optischer Emissionen aus der Ablationszone erfolgreich überwacht werden kann. Als Bestätigung der erlangten Resultate und darüber hinaus als nächster Schritt in der Entwicklungskette muss ein Übergang von der offline- zur online-Signalverarbeitung erfolgen, um das Überwachungssystem als Echtzeit-Sensorsystem

zu qualifizieren.

Das Bohren metallischer Werkstoffe mit ultrakurzen Laserpulsen ist ein hochdynamischer, komplexer und nur bedingt reproduzierbarer Bearbeitungsprozess. Außerdem führen neben Schwankungen der Wandstärke der Bauteile unter anderem Leistungsschwankungen des Lasers zu wechselnden Durchbruchzeiten. Die Realisierung eines Mess- und Steuersystems, welches durch Auswerten der Strahlungsemissionen den Zeitpunkt des Durchbohrens des Bauteils erkennt, ermöglicht in vielerlei Hinsicht Vorteile. Neben der Erhöhung der Effektivität des Gesamtprozesses kann das Signal des Sensors zur direkten Steuerung der Prozessparameter verwendet werden. Aus diesem Grund wurde die Umsetzung des Verfahrens in einem Echtzeit-Überwachungssystem anhand der Detektion des Zeitpunktes des Bohrungsdurchbruchs realisiert und getestet.

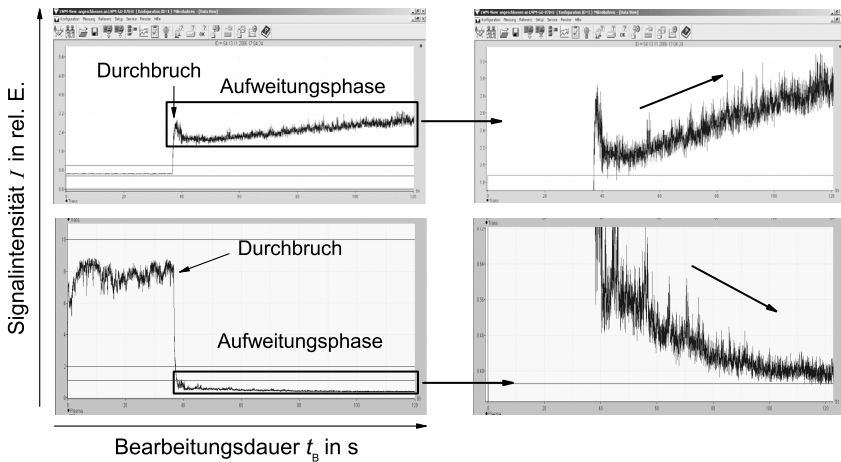


Bild 6.14: Verlauf der Fotodiodensignale beim Wendelbohren in einer 500 μm dicken Stahlprobe, aufgezeichnet mit einem Echtzeit-Messsystem. Die obere Reihe zeigt die Entwicklung des Referenzdiodensignals. Der Zeitpunkt des Durchbruchs ist durch die schlagartige Zunahme der Signalamplitude gekennzeichnet. Während der Aufweitungsphase nimmt Intensität des Signals einhergehend mit der Zunahme des Austrittsdurchmessers kontinuierlich zu. Die untere Reihe verdeutlicht das Verhalten des Sensorsignals im Verlauf des Bohrprozesses. Zum Zeitpunkt des Durchbohrens der Probe fällt die Signalstärke signifikant ab und strebt während der radialen Aufweitung der Austrittsöffnung gegen einen vernachlässigbaren Intensitätswert ($\tau_H = 5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $H = 170 \text{ J/cm}^2$, $d_f = 17 \text{ }\mu\text{m}$, $f_P = 1 \text{ kHz}$, Fokusslage $\sim 200 \text{ }\mu\text{m}$).

Zu diesem Zweck wurde der bisher bestehende Aufbau (siehe Bild 4.4) dahingehend modifiziert, dass die Datenerfassung und die anschließende Echtzeit-Datenverarbeitung

von einem kommerziellen System der Firma *PRECITEC* übernommen wurde. Die Signale der Referenz- sowie der Sensordiode werden durch das System online erfasst, ausgewertet und graphisch dargestellt (vgl. Bild 6.14). Das charakteristische Signalverhalten in den Phasen des Bohrungsdurchbruchs und der Aufweitung des Austrittsdurchmessers ist auch bei der Echtzeiterfassung eindeutig gegeben. Zur Aufbereitung und Weiterverarbeitung der erfassten Prozesssignale wird das Signal der Sensordiode jeweils im Hinblick auf ein bestimmtes zu detektierendes Prozessmerkmal in einem separaten Fenster visualisiert (Bohrungsdurchbruch: Kanal 2 in Bild 6.15; Prozessende: Kanal 3) und einer individuellen Auswertung unterzogen. Zur Feststellung des Bohrungsdurchbruchs wird, angepasst an die jeweiligen Bearbeitungsparameter, eine Intensitätsschwelle definiert (horizontal durchgehende Linie in Kanal 2), welche aus einer Vielzahl von experimentellen Reihen empirisch abgeleitet wurde. Im Augenblick des Unterschreitens dieser Schwelle durch das Signal der Fotodiode erzeugt die Auswerteeinheit ein DC-Signal (Linien mit Stetigkeitsprung in Bild 6.15), das als Triggersignal zur Prozesssteuerung eingesetzt werden kann.

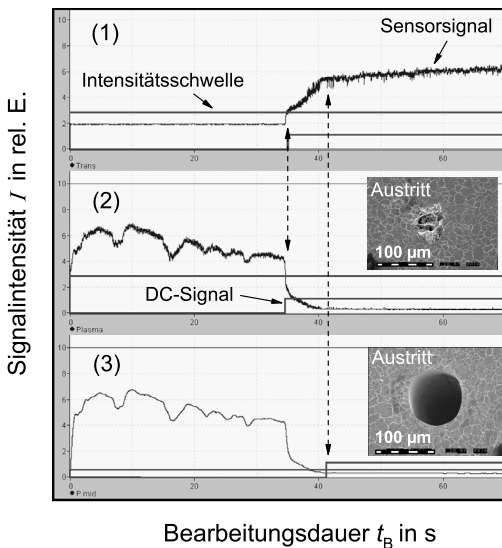


Bild 6.15: Benutzeroberfläche des zur online-Überwachung verwendeten Echtzeit-Datenerfassungssystems. Die Signale der Referenzdiode (1) sowie der Sensordiode (2,3) sind in separaten Fenstern dargestellt. Das Signal der in coaxialer Anordnung positionierten Sensordiode wird mit unterschiedlichen Auswerteargorithmen analysiert (Kanal 2 und 3). Die horizontal durchgezogenen Linien zeigen die experimentell ermittelten Schwellwerte, welche zur Bestimmung des Bohrungsdurchbruchs bzw. des Prozessendes herangezogen werden. Die Linien mit Stetigkeitsprung zeigen das Auslösen eines DC-Signals bei Erfüllung einzelner Auswertekriterien und repräsentieren somit den detektierten Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs (Kanal 2) sowie des Prozessendes (Kanal 3).

In Bild 6.15 ist eine erfolgreiche Erfassung der beiden wichtigen Prozesscharakteristika mit dem Echtzeitsystem durch das Auslösen eines DC-Signals demonstriert (gekennzeichnet mit Pfeilen). Ein Vergleich der Ausgabezeitpunkte des DC-Signals auf Basis des Referenzdiodensignals (Kanal 1) und des Sensorsignals (Kanal 2) zeigt in sämt-

lichen untersuchten Reihen eine exzellente Übereinstimmung. Auch das Auslösen des DC-Signals für das Prozessende (Kanal 3) stimmt ausgezeichnet mit dem Zeitpunkt des Übergangs des Referenzsignals in die stationäre Phase überein.

Im darauffolgenden Schritt fand der Übergang von der Echtzeit-Überwachung zur aktiven Regelung des Bohrprozesses statt. Das vom Erfassungssystem im Augenblick des Durchbohrens der Probe generierte Triggersignal wird dazu verwendet, den Bohrprozess gezielt zu beeinflussen. Tatsächlich bewirkt der erzeugte Spannungspegel die sofortige Abschaltung des Lasers. In Bild 6.16 ist eine derartige automatische Regelung der Bearbeitung mit entsprechenden Aufnahmen des Bohrungseintritts sowie des Bohrungsaustritts dargestellt. Der Bohrprozess wird in diesem Fall nach dem Unterschreiten der vordefinierten Intensitätsschwelle automatisch beendet. Die scharfe Intensitätsspitze des Referenzsignals verdeutlicht, dass der Moment des Durchbruchs exakt detektiert wurde. Die REM-Aufnahme der Austrittsöffnung bestätigt die erfolgreiche Echtzeit-Überwachung dieses Prozessmerkmals. Sowohl der geringe Wert des Austrittsdurchmessers als auch die starken Schmelzablagerungen deuten auf einen gerade erfolgten Durchbruch der Bohrspitze durch das Werkstück hin.

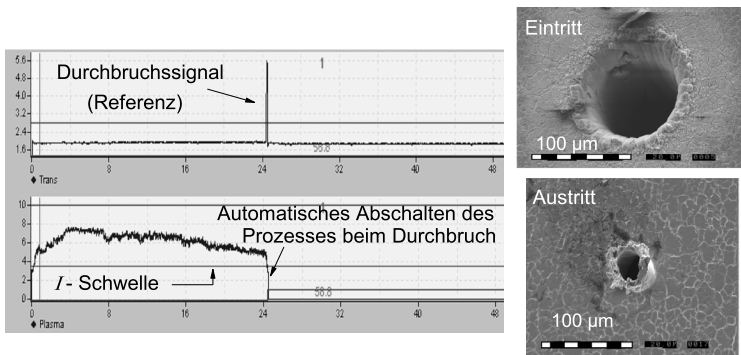


Bild 6.16: Automatische Regelung des Bohrprozesses zum Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs. Aufgrund der Unterschreitung einer empirisch festgelegten Intensitätsschwelle durch das Sensorsignal bewirkt das generierte DC-Signal das Abschalten des Lasers. Die REM-Aufnahme des Bohrungsaustritts bestätigt die erfolgreiche Überwachung dieser Prozessphase.

Die erfolgreiche Umsetzung der automatischen Regelung des Laserbohrens wurde weiterhin anhand einer breiten Datenbasis untersucht und mit einem unregelmäßigen Bohrprozess im Hinblick auf die Zuverlässigkeit verglichen. Bild 6.17 zeigt lichtmikroskopische Aufnahmen von Bohrungsausritten, wobei in einem Fall (linke Darstellung) die Bear-

beutung mit einer fest vorgegebenen Pulszahl ohne Regelung durch das Sensorsystem erfolgt. Im anderen Fall (rechte Darstellung) wird das Prozessleuchten durch die coaxial angeordnete Fotodiode erfasst, und die Bearbeitung nach Erfüllung des Auswertekriteriums unterbrochen. Deutlich zu erkennen ist das unregelmäßige Bearbeitungsergebnis beim Bohren mit fest vorgegebener Pulszahl. In zahlreichen Fällen wird der Durchbruch der Bohrungsspitze durch das Werkstück nicht erreicht. Bei weiteren Bohrungen sind die Bohrungsaustritte bereits vollständig aufgeweitet und haben ihren maximal herstellbaren Durchmesser erreicht.

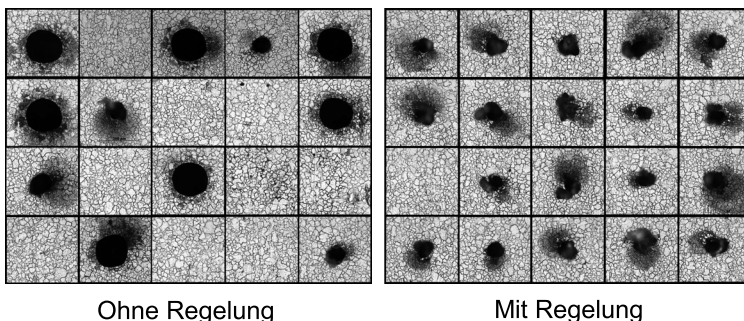


Bild 6.17: Lichtmikroskopische Aufnahmen von Bohrungsaustritten in einer 500 µm dicken CrNi-Stahlprobe, hergestellt einerseits durch eine fest vorgegebene Anzahl der Laserpulse (linkes Bild) und durch die automatische Regelung des Bohrprozesses durch das online-Sensorsystem (rechtes Bild) ($\tau_H = 5$ ps, $\lambda = 800$ nm, $H = 170$ J/cm², $d_f = 17$ µm, $f_P = 1$ kHz, Fokusslage -200 µm).

Bei der Bearbeitung mit aktiver Regelung durch das entwickelte Sensorsystem wird in 95% aller Fälle die Bearbeitung kurz nach dem Erreichen des Bohrungsdurchbruchs abgebrochen [118]. Dies spiegelt sich in der Morphologie der Bohrungsaustritte wider. Die Austrittsdurchmesser weisen zum Einen geringe Werte auf. Zum Anderen sind die Öffnungen stark mit Schmelzablagerungen behaftet, was als Indikator für den gerade erfolgten Durchbruch gilt. Die Ergebnisse verdeutlichen eindrucksvoll, dass eine Echtzeit-Überwachung des Laserbohrens aufgrund seiner stark variierenden Dynamik und seiner Komplexität unerlässlich ist. Bei verbleibenden 5% der Fälle wird der Bohrvorgang trotz des noch nicht erfolgten Bohrungsdurchbruchs frühzeitig abgebrochen. Grund hierfür stellt das in Bild 6.10 dargestellte Abknicken der Spitze der Bohrkapillare während der Phase des Bohrtiefenfortschritts dar. In diesem Fall wird die vordefinierte Intensitätsschwelle kurzzeitig durch den Signal unterschritten, wodurch das Abschalten des Lasersystems bewirkt wird. Durch eine Anpassung und Erweiterung des zugehörigen Auswertalgorithmus kann die Fehlerquote des Überwachungssystems weiter

deutlich minimiert werden.

6.4 Zusammenfassung

Eine enge Verknüpfung zwischen der integralen Signalstärke der optischen Prozessemissionen aus der Bearbeitungszone und unterschiedlichen qualitätsbestimmenden Größen der Bearbeitung ist für eine Vielzahl von laserbasierten Prozesse bekannt (vgl. Kapitel 3). Im Bereich des Laserstrahlbohrens mit ultrakurzen Pulsen sind die bisherigen Untersuchungen zu diesem Überwachungsansatz nicht über das Stadium der Machbarkeitsstudie zur Detektion einzelner Prozessphasen hinausgekommen. In diesem Kapitel wurde daher eine eingehende Analyse der optischen Prozessemissionen in Hinblick auf ihre Eignung zur Überwachung und Regelung des Bohrens in diesem vergleichsweise jungen Anwendungsfeld durchgeführt. Neben spektroskopischen Untersuchungen der Prozessemissionen konzentrierten sich die Experimente überwiegend auf eine spektral breitbandige, integrale Erfassung der Prozessemissionen durch einen in koaxialer Anordnung positionierten Einzeldetektor.

In Tabelle 6.1 ist die Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse wiedergegeben. Demnach besteht beim Wendelbohren in Stahl zwischen allen in die Untersuchungen einbezogenen detektionsrelevanten Größen und der Signalintensität des Sensors eine eindeutige Korrelation, welche die Kontrolle dieser Größen während der Bearbeitung ermöglicht. Beim Laserbohren im Perkussionsmodus verhindert das instabile Verhalten der Bohrkapillare eine erfolgreiche Detektion geometrischer Bohrungsgrößen bzw. einzelner Bohrphasen. Als einziges Merkmal lässt sich das Prozessende anhand der starken Abnahme der Signalamplitude kontrollieren.

Optische Prozessemissionen	Bohrungstiefe	Bohrungsdurchbruch	Durchmesser der Austrittsöffnung	Prozessende
Wendelbohren (Stahl)	(✓) ab 100 µm	✓	✓	✓
Perkussionsbohren (Stahl)	×	×	×	✓
online-Regelung	(✓)	✓	(✓)	(✓)

Tabelle 6.1: Zusammenstellung der Eignung des „optische Prozessemissionen“-Ansatzes zur Überwachung prozessrelevanten Größen.

Im Laufe der experimentellen Untersuchungen ist es ebenfalls gelungen, eine automatische online-Regelung und Steuerung des Bohrprozesses mit einem industriell einsetzbaren Überwachungssystem zu realisieren. Bereits in der ersten konzeptionellen Ausführung konnte eine zuverlässige und präzise Detektion des Bohrungsdurchbruchs demonstriert werden. Die Ergebnisse der Grundlagenuntersuchungen deuten darauf hin, dass auch weitere überwachungsrelevante Größen durch spezielle, individuell angepasste Auswertelgorithmen bzw. eingelernte Signalverläufe in Echtzeit detektiert werden können. Die Vorteile eines solchen Überwachungskonzeptes liegen neben der Möglichkeit der berührungslosen Signalerfassung eindeutig in der vergleichsweise unproblematischen Handhabung in Hinblick auf den Einsatz in einer industriellen Umgebung. Der hohe Dynamikbereich und nicht zuletzt die geringen Kosten sind optimale Voraussetzungen für den Einsatz einer Fotodiode zur online-Überwachung und Regelung des Bohrprozesses.

7 Überwachung des Laserbohrens durch Erfassung des Ionisationsgrades der Materialdampfwolke

Wie das vorangegangene Kapitel gezeigt hat, können die aus der Abtragszone ausgehenden optischen Prozessemissionen dazu verwendet werden, den Bohrprozess als solchen und seine charakteristischen Größen zu überwachen. Die integral abgestrahlte Intensität der Materialdampfwolke hängt im Wesentlichen von der Anzahl der freien Elektronen sowie der sich im angeregten Zustand befindlichen Elektronen bzw. Atome ab. Die Erfassung des Ionisationsgrades eines derartigen Plasmaobjekts kann mit hoher Wahrscheinlichkeit analog zu der Aufnahme der von ihm emittierten optischen Strahlung zu Überwachungszwecken genutzt werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine neuartige Methode zur Sicherung des Laserbohrens anhand der Ladungserfassung der Materialdampfwolke entwickelt und ersten experimentellen Untersuchungen unterzogen.

7.1 Charakterisierung des Sensorelements

Das zentrale Element der Messanordnung stellt ein aus elektrisch leitendem Material ausgeführtes Bauteil dar, im Folgenden als *Elektrode* bezeichnet (siehe Kapitel 4.4). Im ersten Schritt erfolgte die Charakterisierung dieses Sensorelements im Hinblick auf die Abhängigkeit der Signalstärke vom Durchmesser der Elektrodenöffnung sowie dem Abstand zwischen der Elektrode und der Werkstückoberfläche. Dadurch sollten optimale Bedingungen hinsichtlich der maximal möglichen Empfindlichkeit der Messanordnung ermittelt werden, um bei den darauffolgenden Hauptuntersuchungen das Verfahren bestmöglich einsetzen zu können. Bild 7.1 (linke Darstellung) zeigt den Verlauf der Signaldifferenz für drei unterschiedliche Öffnungsdurchmesser in Abhängigkeit vom Abstand zwischen der Elektrode und der Werkstückoberfläche. Zur Ermittlung der Signaldifferenz werden die Signalamplitude des Sensors zu Beginn der Bearbeitung (Oberflächenabtrag) und diejenige aus einer 500 µm tiefen Bohrung aufgezeichnet und anschließend der Differenzwert gebildet. Dadurch soll sichergestellt werden, dass der

Abstand zwischen der Elektrode und der Materialoberfläche derart eingestellt wird, dass in jeder Bohrungstiefe die Aufnahme eines Messsignals mit ausreichender Amplitude gewährleistet ist. Weiterhin können aus derartigen Experimenten die maximale Expansionsreichweite der ungebundenen Elektronen und der optimale Elektrodenabstand ermittelt werden.

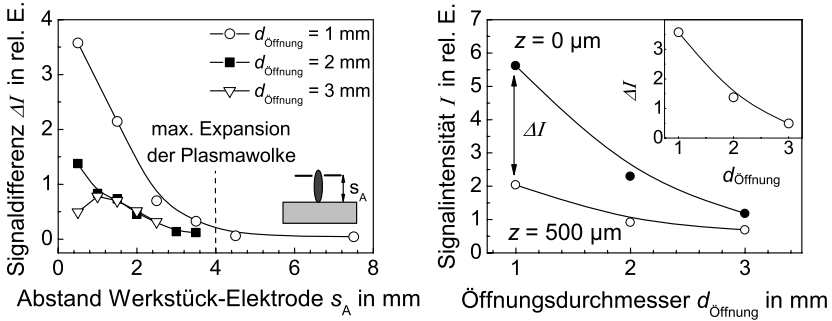


Bild 7.1: Entwicklung der Differenz der Signalintensität über dem Abstand zwischen der Elektrode und der Werkstückoberfläche für unterschiedliche Öffnungsdurchmesser des Sensorelements (linkes Diagramm). Bei allen Reihen nimmt die aufgenommene Intensität mit wachsendem Abstand ab. Im rechten Diagramm ist die Abhängigkeit der Signalintensität vom Öffnungsdurchmesser dargestellt. Die maximale Signalamplitude wird demnach bei dem kleinsten Öffnungswert erzielt ($\tau_H = 5 \text{ ps}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $d_f = 24 \text{ μm}$, $H = 150 \text{ J/cm}^2$, $f_p = 1 \text{ kHz}$, Fokusslage -200 μm).

Der Differenzwert der Signalintensität nimmt bei allen untersuchten Elektrodengeometrien und -materialien mit wachsendem Abstand der Elektrode zur Materialoberfläche kontinuierlich ab. Mit steigendem Abstand müssen die freien Elektronen der Materialdampf Wolke eine zunehmend größere Strecke bis zur Elektrode zurücklegen, wodurch ihre Anzahl am Ort des Sensors und somit auch die Signalstärke reduziert werden. Ab einer Entfernung von etwa 4 mm ist der Wert der Signalintensität unabhängig von der Bohrungstiefe vernachlässigbar gering, was auf eine entsprechende maximal mögliche Expansionsstrecke der freien Elektronen bei den verwendeten Bearbeitungsparametern hindeutet. Grundsätzlich steigen die Signalstärke und somit auch die Empfindlichkeit des Verfahrens mit abnehmendem Abstand der Elektrode zur Probenoberfläche. Für weitere Untersuchungen wurde daher ein Abstand von etwa 0,5 mm eingestellt, der eine verhältnismäßig hohe Signalamplitude mit vertretbarem Positionierungsaufwand verbindet.

Neben dem räumlichen Abstand des Sensorelements spielt ebenfalls der Durchmesser seiner Durchgangsöffnung und damit verknüpft seine aktive Fläche eine entscheidende Rolle. Der Einfluss des Öffnungsdurchmessers der Elektrode auf ihre Signalstärke ist

daher im rechten Diagramm in Bild 7.1 wiedergegeben. Hierzu wurden mehrere Elektroden mit variierender Öffnungsgröße hergestellt und die jeweils aufgezeichneten Signaldifferenzen bei konstantem Arbeitsabstand von 0,5 mm untereinander verglichen. Erwartungsgemäß führt eine Öffnung mit geringem Durchmesserwert zu einer vergleichsweise hohen Signalamplitude, da die Wechselwirkungsfläche zwischen der Elektrode und der Plasmawolke in diesem Fall am größten ist. Mit zunehmender Öffnung kann ein immer größerer Teil des teilweise ionisierten Plasmas frei expandieren, ohne mit der Elektrode in Wechselwirkung zu treten, und damit die Empfindlichkeit des Verfahrens heruntersetzen. Auf der Grundlage dieser Ergebnisse wurde für die weiteren Untersuchungen eine Elektrodenanordnung mit einer 1 mm großen Öffnung und einem Abstand von rund 0,5 mm zur Materialoberfläche eingesetzt.

7.2 Erste experimentelle Untersuchungen

In Bild 7.2 sind die ersten experimentell ermittelten Ergebnisse zum Verhalten des Sensorsignals während der Aufweitungsphase sowie beim Prozessende dargestellt. Das linke Diagramm gibt die zeitliche Entwicklung der auf der Rückseite der Probe positionierten Referenzdiode wieder, welche analog zu den in Kapitel 6 dargelegten Ergebnissen die Aufweitung der Austrittsöffnung visualisiert. Die Phasen der raschen Zunahme der Bohrungsaustrittsfläche (Region 1), der darauffolgenden langsamen Phase der Aufweitung (Region 2) und des Prozessstopps, d.h. des Endes der Zunahme des Austrittsdurchmessers (Region 3), sind im Diagramm eingezeichnet. Der rechte Teil der Darstellung gibt das entsprechende Signalverhalten der Elektrode während der Aufweitung der Bohrung und der Endphase des Bohrprozesses wider. Die Signalamplitude verhält sich demnach proportional zum Durchmesser der Austrittsöffnung, so dass dessen Wert aufgrund des linearen Zusammenhangs anhand der Signalstärke, vergleichbar zur Prozessüberwachung durch Erfassung der optischen Prozessemissionen, ermittelt werden kann. Nach dem Erreichen des maximalen Austrittsdurchmessers kommt der Materialabtrag zum Erliegen. Dementsprechend weist die Signalamplitude über einen langen Zeitraum von 50 Sekunden nach Bohrbeginn bis zur Beendigung der Bearbeitung bei 100 Sekunden einen konstanten Wert auf.

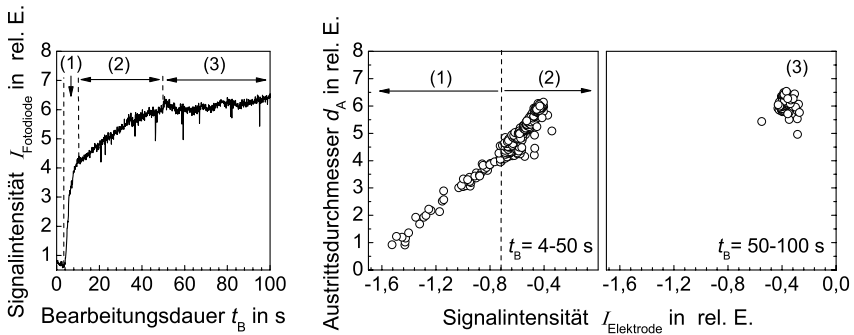


Bild 7.2: Darstellung des Zusammenhangs zwischen der Signalintensität der Sensorelektrode und der Aufweitung des Bohrungsaustrittes, stellvertretend dargestellt am Verlauf des Referenzdiodensignals beim Wendelbohren in einer $500\ \mu\text{m}$ dicken Probe aus rostfreiem CrNi-Stahl. In der linken Darstellung ist die Entwicklung der Intensität der Referenzdiode mit den charakteristischen Phasen der schnellen Austrittsaufweitung (Phase 1), der sich daran anschließenden langsamen Aufweitung (Phase 2) und des Prozessendes (Phase 3) wiedergegeben. Das mittlere Diagramm verdeutlicht die lineare Beziehung zwischen dem Elektrodensignal und der Aufweitung der Austrittsöffnung im zeitlichen Abschnitt zwischen 4 und 50 Sekunden der Bearbeitung. Im rechten Diagramm ist die entsprechende Situation nach dem Erreichen des maximal möglichen Austrittsdurchmessers dargestellt ($\tau_H = 5\ \text{ps}$, $\lambda = 800\ \text{nm}$, $d_f = 24\ \mu\text{m}$, $H = 150\ \text{J}/\text{cm}^2$, $f_P = 1\ \text{kHz}$, Fokuslage $-200\ \mu\text{m}$).

Inwieweit die Überwachung der Bohrungstiefe sowie des Zeitpunktes des Bohrungsdurchbruchs mit dem vorgestellten Überwachungskonzept realisierbar sind, stand zum Zeitpunkt der Anfertigung der vorliegenden Arbeit nicht eindeutig fest. Trotzdem kann diesem Messverfahren ein großes Potenzial hinsichtlich der Überwachung des Laserbohrens mittels ultrakurzen Pulsen eingeräumt werden, obgleich auf diesem Gebiet noch weitere ausführliche Untersuchungen erforderlich sind.

8 Prozessdiagnostik und -überwachung durch Erfassung akustischer Signale mit piezoelektrischen Aufnehmern

Neben den optischen Strahlungsemissionen aus der Wechselwirkungszone zwischen dem ultrakurzen Laserpuls und dem zu ablatierenden Material stellen die akustischen Emissionen in Form des Luft- sowie Körperschalls eine weitere durchaus wichtige Klasse der Prozesssignale dar. Frühere Untersuchungen auf dem Gebiet des oberflächennahen Abtrags haben bereits gezeigt, dass sich die integrale Intensität der akustischen Welle, in diesem Fall speziell des Körperschalls, proportional zum abgetragenen Materialvolumen und darüber hinaus zu geometrischen Abmessungen der eingebrachten Struktur verhält [91, 97]. Die Übertragung dieses Ansatzes auf das Laserstrahlbohren erscheint vor diesem Hintergrund ebenfalls sinnvoll.

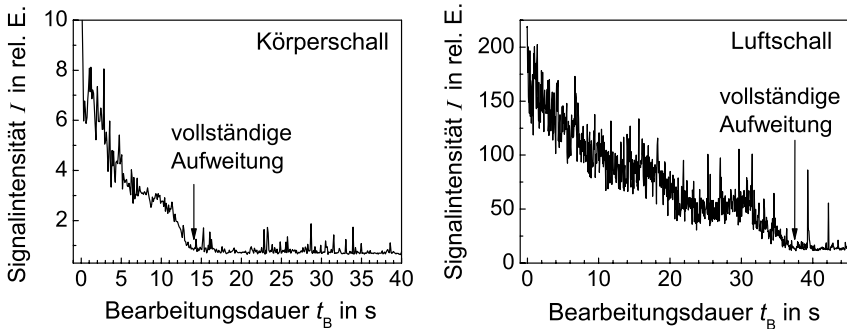


Bild 8.1: Zeitliche Entwicklung der Signalintensität über der Bearbeitungsdauer. Im linken Diagramm ist das Signal des Körperschalls dargestellt. Der Pfeil zeigt den Zeitpunkt der vollständigen Aufweitung der Austrittsöffnung. Das rechte Diagramm gibt den Signalverlauf des Luftschalls während der Bearbeitung wieder. Der Zeitpunkt der vollständigen Aufweitung ist in diesem Fall ebenfalls anhand eines Rückgangs der Signalintensität deutlich zu erkennen ($\tau_H = 5$ ps, $\lambda = 800$ nm, $d_f = 31$ μ m, $H = 50$ J/cm², $f_P = 1$ kHz, Fokusslage -200 μ m).

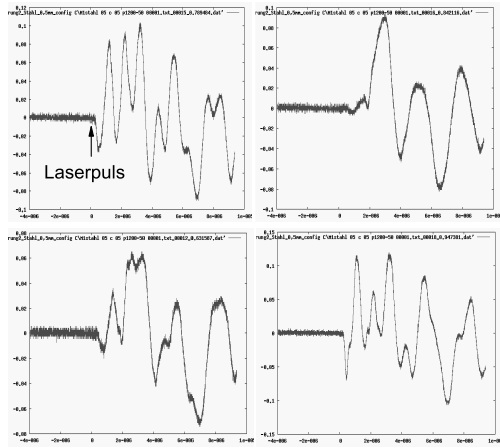
Ganz analog zu den optischen Prozessemissionen kann eine Prozessüberwachung auf akustischem Weg auf der zeitlichen Entwicklung der integralen Signalintensität basie-

ren und damit einen Prozessablauf charakterisieren. Bild 8.1 zeigt den experimentell ermittelten Verlauf der Signalintensität des Körperschallsensors (linkes Bild) bzw. des Luftschallsensors (rechtes Bild) während der gesamten Bohrdauer in einer Stahlprobe, aufgezeichnet mit der in Bild 4.6 illustrierten Versuchsanordnung. Die Signale entsprechen in ihrer zeitlichen Entwicklung weitestgehend denjenigen Verläufen, welche bereits bei der Erfassung optischer Prozessemissionen beobachtet wurden. Die Überwachung des Zeitpunktes der vollständigen Aufweitung der Austrittsöffnung kann beispielsweise anhand des starken Rückgangs der Intensität auf gleiche Art und Weise wie bei der Aufnahme des Prozessleuchtens realisiert werden. Eine Übertragung der Auswertelgorithmen zur Echtzeit-Überwachung und Echtzeit-Regelung des Bohrprozesses, wie sie im Rahmen der Überwachung mittels des optischen Prozessleuchtens entwickelt wurden, scheint aufbauend auf den erzielten Ergebnissen durchaus durchführbar zu sein.

Neben der Überwachung einzelner Merkmale des Bohrprozesses kann der eingesetzte Schallsensor außerdem im Bereich der Prozessdiagnostik eingesetzt werden. Der Einsatz der Piezokeramik als Luftschallsensor eröffnet eine vergleichsweise einfache Möglichkeit, die Entstehung des partikelinitiierten Plasmas innerhalb sowie außerhalb der Bohrkapillare anhand der Änderung der Signalform und der Signalstabilität festzustellen. Der Entstehungsort dieser Plasmaart kann anhand der zeitlichen Verzögerung, welche durch die Laufzeit der akustischen Welle von ihrem Entstehungsort bis zur aktiven Fläche des Sensors definiert wird, abgeleitet werden. In Bild 8.2 sind mehrere vom Luftschallsensor während des Bohrens in einer Stahlprobe erfasste Prozesssignale dargestellt. Trotz einer Entfernung von etwa 0,5 mm zwischen der Materialoberfläche und der Stirnfläche der Piezokeramik beträgt die zeitliche Verzögerung zwischen dem Laserpuls (mit Pfeil gekennzeichnet) und dem Anstieg des PZT-Signals nur wenige hundert Nanosekunden. Dies lässt den Schluss zu, dass sich der Entstehungsort der akustischen Welle unmittelbar in der Nähe der Sensoreinheit befindet. Als Quelle der akustischen Welle kommt daher ausschließlich das partikelgezündete Plasma in Betracht, welches an den Partikeln innerhalb der Ablationswolke im Bereich der Bohrungseintrittsöffnung gebildet wird. Die unregelmäßige, stark variierende Signalform bestätigt zusätzlich diese Annahme. Sie passt zu der in experimentellen Untersuchungen nachgewiesenen stochastischer Natur der Bildung dieser Plasmaart.

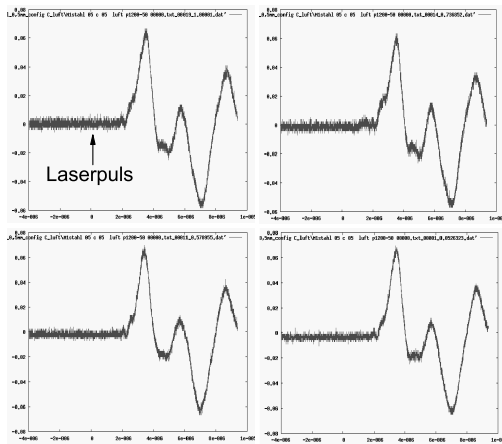
Werden die Untersuchungen unter insgesamt gleichen Bedingungen, aber mit seitlich zum Bohrungseintritt positionierter Druckluftdüse wiederholt, so ergibt sich eine vollkommen andere Situation in Hinblick auf die Signalform und die Signalstabilität (siehe Bild 8.3). Durch den über der Bohrungseintrittsöffnung verlaufenden Luftstrom werden die Abtragsprodukte wie beispielsweise Materialpartikel aus dem Bereich der Abtragszone teilweise oder ganz entfernt. Durch diese Maßnahme kann die Bildung des par-

Bild 8.2: Darstellung mehrerer Sensorsignale bei Aufnahme des Luftschalls während der Herstellung verschiedener Bohrungen in einer CrNi-Stahlprobe. Auffallend sind die unterschiedlichen Signalformen, welche auf die Entstehung mehrerer Plasmaarten innerhalb und außerhalb des Bohrkansals hinweisen. Die geringe zeitliche Verzögerung zwischen dem Laserpuls und der Signalantwort deutet auf einen Signalentstehungsort hin, welcher sich in unmittelbarer Nähe zur Piezokeramik befindet ($\tau_H = 7 \text{ ps}$, $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $d_f = 31 \mu\text{m}$, $H = 55 \text{ J/cm}^2$, $f_P = 1 \text{ kHz}$, Fokusslage $\sim 200 \mu\text{m}$).



tikelinduzierten Luftdurchbruchs teilweise oder ganz unterdrückt werden, so dass der Entstehungsort der am Plasmaobjekt erzeugten akustischen Welle sich ausschließlich am Ort des Materialabtrags, d.h. am Bohrungsgrund, befindet. Die zeitliche Verzögerung zwischen dem abtragenden Laserpuls und dem Anstieg der Signalamplitude des Sensorelements wird dadurch vergrößert, und die Abwesenheit des partikelgezündeten Plasmas drückt sich in einer von Puls zu Puls reproduzierbaren Signalform aus. Durch den Einsatz der vorgestellten Überwachungsmethode eröffnet sich somit eine unkomplizierte und bequeme Möglichkeit, unterschiedliche Plasmaarten zu diagnostizieren.

Bild 8.3: Aufnahmen des Luftschalls während des Bohrens in einer Stahlprobe mit seitlich zum Bohrungseintritt angeordneter Druckluftdüse. Mit dem über der Bohrung verlaufenden Luftstrom werden die Abtragsprodukte aus der Ablationszone entfernt. Dadurch kann die Bildung des partikelinitiierten Plasmas unterdrückt werden. Dies drückt sich in einer von Puls zu Puls reproduzierbaren Signalform aus ($\tau_H = 7 \text{ ps}$, $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $d_f = 31 \mu\text{m}$, $H = 55 \text{ J/cm}^2$, $f_P = 1 \text{ kHz}$, Fokusslage $\sim 200 \mu\text{m}$).



Grundsätzlich können die akustischen Prozesssignale als Alternative oder in Ergänzung zu den auf der optischen Strahlungsemission basierenden Sensoreinheiten verwendet werden. Der Nachteil der Prozessüberwachung anhand der akustischen Sensoren erweist sich einerseits in der Notwendigkeit einer guten und vor allem reproduzierbaren Kopplung zwischen der Piezokeramik und der Materialoberfläche (Körperschall). Andererseits können die Umgebungsgeräusche bei Aufnahme des Luftschalls zur Verfälschung der Ergebnisse führen, womit das Verfahren als wenig zuverlässig und in hohem Maße störanfällig eingestuft werden kann. Dennoch können beide Verfahren erfolgreich zur Diagnostik unterschiedlicher Plasmaarten eingesetzt werden und dadurch einen wertvollen Beitrag zum Prozessverständnis sowie zur Verfahrensentwicklung leisten.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Der Einsatz der Ultrakurzpulstechnologie in der abtragenden Mikromaterialbearbeitung zeichnet sich durch hohe Präzision und Bearbeitungsqualität aus. Aufgrund der kurzen Einwirkdauer der Pulse und der zugleich extrem hohen Leistungsdichten erfolgt der Materialabtrag in Form der Verdampfung und praktisch ohne qualitätsmindernde Schmelzbildung. Gerade im Bereich des Laserstrahlbohrens von Düsen und Einspritzkomponenten im KFZ-Bereich ermöglicht diese Technologie einen Abtragsprozess, der ohne Nachbearbeitung auskommt. Die hohen Anforderungen an die Einhaltung der vorgegebenen geometrischen Abmessungen erfordern allerdings die Konzipierung eines online-Überwachungssystems, das die wichtigsten Charakteristika des Bohrprozesses in Echtzeit detektiert. Ziel der Arbeit war es daher, detaillierte Ansatzpunkte für eine Prozessüberwachung des Laserstrahlbohrens zu erarbeiten und ihre Eignung zur Qualitätssicherung und -kontrolle einzustufen.

Das komplexe Zusammenwirken zahlreicher miteinander interagierender physikalischer Prozesse bei der Wechselwirkung der ultrakurz gepulsten Laserstrahlung mit dem zu bearbeitenden Werkstoff erzeugt eine Vielzahl an Prozessemissionen, deren Zusammenhang mit dem Bearbeitungsfortschritt und den wichtigsten Charakteristika des Bohrprozesses bislang nur rudimentär bekannt ist. Eine Möglichkeit der Übertragung der bereits bekannten Überwachungskonzepte vom Laserbohren mit längeren Pulsdauern lässt sich aufgrund der teilweise unterschiedlichen Abtragsmechanismen nicht ohne eingehende experimentelle Verifizierung auf die ultrakurzen Pulse umsetzen.

Zudem besteht neben der grundsätzlichen Frage nach einer Korrelation zwischen der Signalgröße und der zu messenden qualitätsrelevanten Größe eine Reihe von weiteren Anforderungen an das Überwachungsverfahren, welche nicht nur die Empfindlichkeit der Messanordnung bestimmen, sondern auch die geometrische Form des Bauteils berücksichtigen. So laufen während der Verdampfung und des Austriebs des abgetragenen Materials verschiedene physikalische Prozesse und Wechselwirkungen auf kleinsten räumlichen Abmessungen und auf extrem kurzen Zeitskalen ab. Diese Prozesse bestimmen die Generierung und die Entwicklung der zahlreichen Prozesssignale im Verlauf der Bearbeitung. Dementsprechend muss das zu konzipierende Überwachungsverfahren eine hohe Aufnahmedynamik aufweisen, um eine ausreichende zeitliche Auflösung

des Bearbeitungsprozesses zu gewährleisten. Weiterhin bestehen für das Laserstrahlbohren technischer Bauteile oft spezielle Anforderungen an die räumliche Anordnung der Überwachungseinheit. Aufgrund der typischerweise eingeschränkten Zugänglichkeit der Bauteilrückseite soll der Sensor ausschließlich oberhalb der Bauteiloberfläche angeordnet werden. Alle genannten Anforderungen an das Sensorsystem wurden bei der Analyse der Prozessemissionen berücksichtigt und in die Beurteilung des Messverfahrens miteinbezogen.

Auf der Grundlage einer Vielzahl an experimentellen Untersuchungen wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit optische, akustische und elektrische Prozesssignale einer eingehenden Prüfung bezüglich ihres Überwachungspotenzials unterzogen, wobei sich einige Signale in dieser Hinsicht als vielversprechend erwiesen. So entstehen beim Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung im Bereich der Ablationszone laserinduzierte Stoßwellen, die sich vom Bohrungsgrund aus hemisphärisch in das Umgebungsgas oberhalb der Werkstückoberfläche ausbreiten. Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Ausbreitungscharakteristik dieser Wellen erlauben Rückschlüsse auf verschiedene Stadien des Bohrprozesses. Wird der zeitliche Abstand zwischen dem Aufnahmezeitpunkt und dem Laserpuls konstant eingestellt, so nimmt der Radius der Stoßwellenfront kontinuierlich mit zunehmender Bohrungstiefe ab. Dieses Verhalten lässt sich über die Abnahme der effektiven Pulsenergie am Bohrungsgrund mit wachsender Bohrkapillartiefe erklären. Der lineare Zusammenhang zwischen dem Stoßwellenradius und der Bohrungstiefe ermöglicht somit eine genaue und berührungslose Echtzeit-Detektion der Kapillartiefe.

Neben der Bohrungstiefe kann mit dem gleichen Messansatz der Bohrungsdurchbruch anhand einer signifikanten Abnahme des Stoßwellenradius diagnostiziert werden. Allerdings ist die Detektion dieser Prozessphase ausschließlich auf das Wendelbohren von metallischen Materialien sowie das Wendel- und Perkussionsbohren von Keramiken beschränkt. Das Erzeugen von Mikrobohrungen in CrNi-Stahl im Perkussionsmodus lässt wegen des unregelmäßigen Öffnungsmechanismus die Erfassung des Durchbruchs nicht zu. In diesem Fall konnte keine angemessene Änderung der Ausbreitungsdynamik der Stoßwellenfront festgestellt werden.

Abgesehen von der Überwachung der Bohrungstiefe und des Bohrungsdurchbruchs erlaubt das beschriebene Messverfahren außerdem die Überwachung des Durchmessers der Austrittsöffnung. In der Aufweitungsphase erfolgt einhergehend mit der Zunahme des Austrittsdurchmessers eine stetige Abnahme des Stoßwellenradius. Die Änderung der Messgröße vollzieht sich dabei in linearer Weise, was in einer besonders einfachen Möglichkeit der Erfassung dieses wichtigen geometrischen Merkmals resultiert.

Nach dem Erreichen des maximal erzielbaren Austrittsdurchmessers können aufgrund

des zum Erliegen gekommenen Materialabtrags keine Stoßwellen mehr über der Materialoberfläche erfasst werden. Anhand dieses ausgeprägten Verhaltens findet eine präzise Detektion des Bearbeitungsendes statt.

Die ausführlichen diagnostischen Untersuchungen der gasdynamischen Stoßwellenausbreitung haben gleichermaßen gezeigt, dass die Entstehung eines partikelinduzierten dielektrischen Luftdurchbruchs innerhalb der Bohrkapillare zur Verfälschung der Ergebnisse führen kann. Infolge zahlreicher Experimente zur Aufklärung dieses Phänomens konnten mehrere Lösungsstrategien zur Umgehung des störenden Einflusses dieser speziellen Plasmaart abgeleitet werden. Neben der Absenkung der Leistungsdichte unter die Plasmaschwelle ermöglicht gerade die Verfahrensstrategie des Wendelbohrens im Gegensatz zum Perkussionsbohren eine Reduzierung der Störungen auf ein vernachlässigbares Maß und damit eine deutlich bessere Überwachung der Bohrungstiefe.

Mit einem weiteren, auf optischen Prozessemissionen basierenden Überwachungsansatz lassen sich ebenfalls mehrere charakteristische Prozessphasen und Kontrollgrößen beim Bohren beobachten. Es wurde festgestellt, dass die integrale Intensität des Prozessleuchtens in hohem Maße von der momentanen Bohrrate abhängig ist, welche ihrerseits mit den zu überwachenden Qualitätsgrößen korreliert. Anhand des zeitlichen Verlaufs der Signalintensität während der Bearbeitung lassen sich unter Verwendung angepasster Auswertalgorithmen wichtige Bohrphasen wie der Bohrungsdurchbruch und die vollständige Aufweitung der Austrittsöffnung identifizieren. Die Erfassung des Prozessleuchtens erfolgt dabei durch einen Einzeldetektor in coaxialer Anordnung zur Bohrungslängsachse. Somit ermöglicht ein solcher Aufbau eine Erfassung der Prozesssignale auch aus Bohrungen mit hohem Aspektverhältnis.

Aufgrund der hohen Aussagekraft und Reproduzierbarkeit der Ergebnisse konnte im nächsten Schritt eine Echtzeit-Überwachung verschiedener Prozessphasen durch die koaxiale Erfassung der spektral breitbandigen optischen Prozessemissionen realisiert werden. Eine modifizierte Messanordnung wurde dazu eingesetzt, den Bohrprozess zum Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs durch das automatische Abschalten des Lasers zu beenden. Damit wurde der Übergang vom reinen offline-Überwachungssystem zum aktiven Regelungsprozess vollzogen. Die konzipierte Sensoreinheit umfasst dabei einen Einzeldetektor in Kombination mit einem entsprechend dem spektralen Bereich der Prozessemissionen angepassten Filter, wodurch eine kompakte Bauweise und eine hohe Integrierbarkeit in eine Bearbeitungsanlage realisiert werden können. Die Messdaten werden von einer Datenverarbeitungseinheit erfasst, digitalisiert, visualisiert und durch einen eigens entwickelten Algorithmus ausgewertet. Die Gegenüberstellung der Ergebnisse des durch den Sensor geregelten und ungeregelten Prozesses zeigt eindrucksvoll

die hohe Zuverlässigkeit des Messverfahrens und verdeutlicht, dass eine automatisierte Echtzeit-Überwachung des Bohrprozesses aufgrund seiner hohen Dynamik und seiner Komplexität unerlässlich ist.

Neben der kamerabasierten Erfassung laserinduzierter Stoßwellen und der Aufnahme spektral breitbandiger optischer Prozessemissionen wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit vielversprechende Ergebnisse durch die Messung des Ionisationsgrades der Materialdampf Wolke mittels einer elektrisch leitenden Elektrode sowie durch die Erfassung akustischer Prozesssignale mit Luftschall- und Körperschallsensoren erzielt. Erste experimentelle Untersuchungen haben eindeutige Zusammenhänge zwischen den erfassten Signalen und dem Bohrungsaustrittsdurchmesser oder dem Prozessende aufgezeigt. Somit verfügen beide Messverfahren über ein großes Potenzial hinsichtlich der Überwachung des Laserbohrens mit ultrakurzen Pulsen. Auf diesem Arbeitsgebiet stehen die Untersuchungen jedoch noch am Anfang, so dass in Zukunft weitere ausführliche Experimente erforderlich sind.

In Tabelle 9.1 sind abschließend Vor- und Nachteile der Signale bzw. der einzelnen Überwachungskonzepte gegenübergestellt. Die Wahl des geeigneten Überwachungsansatzes für die Bearbeitung hängt im wesentlichen von der speziellen Anforderung an das jeweilige System ab (Dicke des Materials, Zugänglichkeit des Bauteils, Erfordernis berührungsloser Detektion usw.). Das Potenzial der einzelnen Überwachungskonzepte kann durch Weiterentwicklung und Anpassung des jeweiligen Systems (bspw. von kamerabasierten Ansatz auf beam-deflection Technik bei Stoßwellendetektion) bzw. der Auswertalgorithmen (Intensitätsschwellbildung in Kombination mit vordefiniertem zeitlichen Verbleib des Signals unter dieser Schwelle bei Durchbruchserkennung mit optischen Prozessemissionen Ansatz) an die spezielle Anwendung weiter erhöht werden, so dass sich für ein breites Anwendungsfeld ein hierfür optimal angepasstes Überwachungskonzept finden läßt.

Luft- und Körperschall	
Vorteile	<ul style="list-style-type: none">-berührungsloses Verfahren (Luftschall)-Möglichkeit der Prozessdiagnostik (speziell Detektion der Plasmaentstehung sowie Bestimmung der Entstehungsregion)
Nachteile	<ul style="list-style-type: none">-Sensor in Kontakt mit Werkstück (Körperschall)-störungsempfindlich gegenüber äußeren Umgebungsgereuschen

Stoßwellenansatz	
Vorteile	<ul style="list-style-type: none"> -berührungsloses Verfahren -eindeutige lineare Korrelation zwischen einzelnen Überwachungsgrößen und Sensorsignal (Wendelbohren) -Ausweitung des Verfahrens auf weitere Materialien möglich
Nachteile	<ul style="list-style-type: none"> -starke Abhängigkeit des Überwachungssignals von Prozessparametern (Plasmaeinfluss) -detaillierte Ergebnisse für Probendicken < 500 µm. Zunahme der Probendicke mit erheblicher Steigerung der Empfindlichkeit der Messanordnung verbunden -niedriger Automatisierungsgrad -komplex und kostenintensiv aufgrund der kamerabasierten Erfassung der Stoßwellen -aufwendige Bildverarbeitungsalgorithmen (wie bspw. dynamische Grauwertanpassung) erforderlich
Optische Prozessemissionen	
Vorteile	<ul style="list-style-type: none"> -berührungsloses Verfahren -enge Korrelation zwischen Überwachungs- sowie Signalgröße -einfache Auswertelgorithmen implementierbar -hoher Automatisierungsgrad -Ausweitung auf weitere Materialien wie bspw. technische Keramiken möglich -durch Einsatz empfindlicher Sensoren (Photomultiplier) auf Materialstärken > 1 mm anwendbar
Nachteile	<ul style="list-style-type: none"> -nur auf Wendelbohren mit hoher Detektionssicherheit anwendbar

Tabelle 9.1: Gegenüberstellung der Vor- sowie Nachteile einzelner in der vorliegenden Arbeit untersuchten Überwachungskonzepte.

Die Prozessüberwachung auf dem Gebiet des Laserstrahlbohrens mit ultrakurzen Laserpulsen ist ein noch junges Anwendungsfeld, welchem in Zukunft eine große Bedeutung seitens der Industrie beigemessen wird. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit können zur Weiterentwicklung dieses Arbeitsgebietes beitragen und somit die Umsetzung dieser Technologie in der industriellen Fertigung beschleunigen.

Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] DÜRR, U.: *Industrielle Laser-Mikrobohrungen: Anforderungen und Machbarkeit*. In: Hügel, H.; Dausinger, F.; Müller, M. (Hrsg.): Stuttgartar Lasertage SLT '03 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge (FGSW), 2003, S. 83–90.
- [2] LEHNER, C.; MANN, K.; KAISER, E.: *Bohren von Kühl- und Schmierlöchern*. In: Hügel, H.; Dausinger, F.; Müller, M. (Hrsg.): Stuttgartar Lasertage SLT '03 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge (FGSW), 2003, S. 103–106.
- [3] SETTEGAST, S.; BECK, T.; FÖHL, C.; SOMMER, S.: *Bohren im Turbinenbau*. In: Hügel, H.; Dausinger, F.; Müller, M. (Hrsg.): Stuttgartar Lasertage SLT '03 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge (FGSW), 2003, S. 99–102.
- [4] HERZINGER, T.: *Prozessüberwachung beim Bohren von Turbinenschaufeln*. München: Herbert Utz Verlag, 2004. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung–Forschungsberichte des IFSW).
- [5] GEIGER, M.; KÖNIG, W.; TÖNSHOFF, H.-K.: *Einsatz von Laserstrahlung zur Herstellung tribologisch optimierter Oberflächentopographien*. Werkstoffwoche **98**, Nr. 5: Werkstoffe für die Fertigungstechnik, München (1998), S. 157–162.
- [6] ABELN, T.; KLINK, U.: *Laseroberflächenstrukturierung – Verbesserung der tribologischen Eigenschaften*. In: Hügel, H.; Dausinger, F.; Müller, M. (Hrsg.): Stuttgartar Lasertage SLT '03 (Stuttgart). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge (FGSW), 2003, S. 107–110.
- [7] MOMMA, C.; NOLTE, S.; CHICHKOV, B. N.; VON ALVENSLEBEN, F.; TÜN-NERMANN, A.: *Präzise Mikro-Bearbeitung mit Femtosekunden-Laserpulsen*. Laser und Optoelektronik **29** (1997) Nr. 3, S. 82–89.
- [8] NOLTE, S.: *Mikromaterialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen*. Göttingen: Cuvillier, 1999. Universität Hannover, Fachbereich Physik, Dissertation 1999.
- [9] BREITLING, D.; FÖHL, C.; DAUSINGER, F.; KONONENKO, T.; KONOV, V.: *Drilling of Metals*. In: Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski, H. (Hrsg.): Femtosecond Technology for Technical and Medical Applications. Berlin: Springer, 2004, S. 131–154 (Topics in Applied Physics Bd. 96).

- [10] FÖHL, C.; BREITLING, D.; JASPER, K.; RADTKE, J.; DAUSINGER, F.: *Precision drilling of metals and ceramics with short and ultrashort pulsed solid state lasers*. In: Miyamoto, I.; Lu, Y. F.; Sugioka, K.; Dubowski, J. J.: (Hrsg.): Second International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2001 (Singapore). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2002, S. 104–107 (Proc. SPIE Bd. 4426).
- [11] TRUMPF GMBH + Co. KG: *Pikosekundenlaser der TruMicro Serie 5000*. http://www.trumpf-laser.com/207.img-cust/Prospekt_TruMicro_Serie_5000.pdf
- [12] BERGMANN, L.; SCHÄFER, C.: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. III*. Berlin: Walter de Gruyter, 1972.
- [13] WEAVER, J. H.; COLAVITA, E.; LYNCH, D. W.; ROSEI, R.: *Low energy inter-band absorption in bcc Fe and hcp Co*. Physical Review B **19** (1979) Nr. 8, S. 3850–3856.
- [14] FALKOVSKY, L. A.; MISHCHENKO, E. G.: *Electron-lattice kinetics of metals heated by ultrashort laser pulses*. Sov. Phys. JETP **88** (1999) Nr. 1, S. 84–88.
- [15] SANDHU, A. S.; DHARMADHIKARI, A. K.; RAVINDRA KUMAR, G.: *Time resolved evolution of structural, electrical, and thermal properties of copper irradiated by an intense ultrashort laser pulse*. J. Appl. Phys. **97** (2005) Nr. 2, S. 023526.
- [16] BÄUERLE, D.: *Laser processing and chemistry*. 3. Aufl. Berlin: Springer, 2000.
- [17] CHICKOV, B. N.; MOMMA, C.; NOLTE, S.; VON ALVENSLEBEN, F.; TÜN-NERMANN, A.: *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*. Appl. Phys. A **63** (1996), S. 109–115.
- [18] ANISIMOV, S. I.; LUKYANCHUK, B. S.: *Selected problems of laser ablation theory*. Physics-Uspekhi **45** (2002), S. 293–324.
- [19] WELLERSHOF, S. S.; HOHLFELD, J.; GÜDDE, J.; MATTHIAS, E.: *The role of electron-phonon coupling in femtosecond laser damage of metals*. Appl. Phys. A **69** (1999), S. 99–107.
- [20] SCHÄFER, C.; URBASSEK, H. M.; ZHIGILEI, L. V.: *Metal ablation by picosecond laser pulses: A hybrid simulation*. Physical Review B **66** (2002) Nr. 11, S. 115404–115404.8.
- [21] RUF, A.: *Modellierung des Perkussionsbohrens von Metallen mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern*. München: Herbert Utz Verlag, 2004. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung–Forschungsberichte des IFSW).
- [22] CALLIES, G.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Time-resolved observation of gas-dynamic discontinuities arising during excimer laser ablation and their interpretation*. Appl. Phys. D **28** (1995) Nr. 11, S. 794–806.
- [23] MÁRTON, ZS.; HESZLER, P.; MECHLER, Á.; HOPP, B.; KÁNTOR, Z.; BOR,

- ZS.: *Time-resolved shock-wave photography above 193-nm excimer laser-ablated graphite surface*. Appl. Phys. A **69** (1999) Nr. 7, S. 133–136.
- [24] SCHITTENHELM, H.: *Diagnostik des laserinduzierten Plasmas beim Abtragen und Schweißen*. München: Herbert Utz Verlag, 2000. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung–Forschungsberichte des IFSW).
- [25] BREITLING, D.: *Materialdampf-, Plasma- und Atmosphäreneinflüsse bei abtragender Mikrobearbeitung mit ultrakurzgepulster Laserstrahlung*. München: Herbert Utz Verlag, 2008. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung–Forschungsberichte des IFSW).
- [26] KÖNIG, J.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, A.: *Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses*. Optics Express **13** (2005) Nr. 26, S. 10597–10607.
- [27] MICHALOWSKI, A.; WALTER, D.; DAUSINGER, F.: *Melt dynamics and hole formation during drilling with ultrashort pulses*. In: Japan Laser Processing Society (Hrsg.): 8th International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2007 (Wien). Online Proceedings of LPM 2007, Paper #07-83.
- [28] KÖNIG, J.: *Abtragsprozesse bei Bestrahlung von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen*. Universität Jena, Phys.-Astronom. Fakultät, Dissertation 2006.
- [29] MICHALOWSKI, A.; WALTER, D.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.: *Diagnostics of drilling process using ultrashort laser pulses*. In: Wissenschaftliche Gesellschaft Lasertechnik (WLT) e.V. (Hrsg.): Proc. Fourth Int. WLT-Conference on Lasers in Manufacturing (München). Stuttgart: AT Fachverlag GmbH, 2007, S. 563–567.
- [30] BREITLING, D.; MÜLLER, K.-P.; RUF, A.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.: *Material vapor dynamics during ablation with ultrashort laser pulses*. In: Miyamoto, I.; Ostendorf, A.; Sugioka, K.; Helvajian, H. (Hrsg.): Fourth International Symposium on Laser Precision Microfabrication LPM 2003 (Munich). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2003, S. 81–86 (Proc. SPIE Bd. 5063).
- [31] AMORUSO, S.; BRUZZESE, R.; WANG, X.; NEDIALKOV, N. N.; ATANASOV, P. A.: *Femtosecond laser ablation of nickel in vacuum*. Appl. Phys. D **40** (2007) Nr. 2, S. 331–340.
- [32] AMORUSO, S.; BRUZZESE, R.; PAGANO, C.; WANG, X.: *Features of plasma plume evolution and material removal efficiency during femtosecond laser ablation of nickel in high vacuum*. Appl. Phys. A **89** (2007), S. 1017–1024.
- [33] CALLIES, G.: *Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen*. Stuttgart: Teubner, 1999. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung–

Forschungsberichte des IFSW).

- [34] KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; PIVOVAROV, P. A.; GARNOV, S. V.; KONOV, V. I.; PROKHOROV, A. M.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: *The role of plasma in ablation of materials by ultrashort laser pulses*. Quantum Electronics **31** (2001) Nr. 5, S. 378–382.
- [35] KONONENKO, T. V.; KLIMENTOV, S. M.; KONOV, V. I.; PIVOVAROV, P. A.; GARNOV, S. V.; DAUSINGER, F.; BREITLING, D.: *Propagation of short-pulsed laser radiation and stages of ablative deep-channel formation*. In: Gower, M. C.; Helvajian, H.; Sugioka, K.; Dubowski, J. J. (Hrsg.): *Laser Applications in Micro-electronic and Optoelectronic Manufacturing VI*. Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2001, S. 248–257 (Proc. SPIE Bd. 4274).
- [36] BREITLING, D.; SCHITTENHELM, H.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Shadowgraphic and interferometric investigations on Nd:YAG laser-induced vapor/plasma plumes for different wavelengths*. Appl. Phys. A **69S** (1999), S. 505–508.
- [37] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.; KONONENKO, T. V.; PASHININ, V. P.; TSAR'KOVA, O. G.; PIVOVAROV, P.A.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen: Sixth Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“, 2001 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [38] DAUSINGER, F.; BREITLING, D.; FÖHL, C.; RUF, A.; WEIKERT, M.: *Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen*. Universität Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, 3. Zwischenbericht für den Zeitraum 01.01.2002 bis 31.12.2003 (BMBF-Verbundprojekt „Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen“, (PRIMUS) FKZ: 13N7710/6).
- [39] DAUSINGER, F.; KRAUS, M.; MICHALOWSKI, A.; SOMMER, S.; WALTER, D.: BMBF-Verbundprojekt *Mikro-Prozess-Technik mit ultrakurz-gepulsten Strahlquellen (PROMPTUS)*. 3. Zwischenbericht für den Zeitraum 01.07.2006 bis 31.12.2006 für das Teilvorhaben *Verfahrens- und Systemtechnik für das produktive Oberflächenabtragen und Bohren*. FKZ: 13N8583. Stuttgart, 2006 (Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge).
- [40] GARNOV, S. V.; KONOV, V. I.; MALYUTIN, A. A.; TSAR'KOVA, O. G.; YATSKOVSKII, I. S.; DAUSINGER, F.: *Dynamics of plasma production and development in gases and transparent solids irradiated by high-intensity, tightly focused picosecond laser pulses*. Quantum Electronics **33** (2003) Nr. 9, S. 758–764.

- [41] NIBBERING, J. T. J.; CURLEY, P. F.; GRILLON, G.; PRADE, B. S.; FRANCO, M. A.; SALIN, F.; MYSYROWICZ, A.: *Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air*. Opt. Lett. **21** (1996) Nr. 1, S. 62–64.
- [42] KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; PIVOVAROV, P. A.; GARNOV, S. V.; KONOV, V. I.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: *Effect of nonlinear scattering of radiation in air on material ablation by femtosecond laser pulses*. In: Dausinger, F.; Konov, V. I.; Baranov, V. Yu.; Panchenko, V. Ya. (Hrsg.): Laser Processing of Advanced Materials and Laser Microtechnologies: Conf. on Lasers, Applications, and Technologies LAT 2002 (Moscow). Russian Academy of Science, Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, 2003, S. 77–86 (Proc. SPIE Bd. 5221).
- [43] KLIMENTOV, S. M.; KONONENKO, T. V.; PIVOVAROV, P. A.; KONOV, V. I.; PROKHOROV, A. M.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: *Effect of nonlinear light scattering in air on ablation of materials produced by femtosecond laser pulses*. Quantum Electronics **32** (2002) Nr. 5, S. 433–436.
- [44] KLIMENTOV, S. M.; PIVOVAROV, P. A.; KONOV, V. I.; WALTER, D.; DAUSINGER, F.: *Effect of Conical Emission in gases induced by intense fs and ps pulses*. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Sommer, S. (Hrsg.): Proc. 8th Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2007 (Hirschegg, Austria). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2007.
- [45] DAUSINGER, F.; KRAUS, M.; MICHALOWSKI, A.; SOMMER, S.; WALTER, D.: BMBF-Verbundprojekt *Mikro-Prozess-Technik mit ultrakurz-gepulsten Strahlquellen (PROMPTUS)*. 4. Zwischenbericht für den Zeitraum 01.01.2007 bis 30.06.2007 für das Teilvorhaben *Verfahrens- und Systemtechnik für das produktive Oberflächenabtragen und Bohren*. FKZ: 13N8583. Stuttgart, 2007 (Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge).
- [46] KLIMENTOV, S. M.; PIVOVAROV, P. A.; GARNOV, S. V.; KONONENKO, T. V.; KONOV, V. I.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.: *Ablation rate enhancement by combination of picosecond and nanosecond pulse trains: effect of polarisation*. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, S. (Hrsg.): Proc. 2nd Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2001 (Hirschegg, Austria). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2001.
- [47] ARNOLD, N.; GRUBER, J.; HEITZ, J.: *Spherical expansion of the vapor plume into ambient gas: an analytical model*. Appl. Phys. A **69S** (1999), S. 87–93.
- [48] SEDOV, L. I.: *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*. London: Cleaver–Hume Press, 1959.
- [49] TAYLOR, G.: *The formation of a blast wave by a very intense explosion. I. Theoretical discussion*. Proc. Royal Soc. London A **201** (1950) Nr. 1065, S. 159–174.

- [50] ZEL'DOVICH, YA. B.; RAIZER, YU. P.: *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Bd. 1. New York: Academic Press, Inc., 1966.
- [51] RADTKE, J.: *Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in keramischen Werkstoffen mittels repetierender Laserbearbeitung*. München: Herbert Utz Verlag, 2003. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung–Forschungsberichte des IFSW).
- [52] DAUSINGER, F.; ABELN, T.; BREITLING, D.; RADTKE, J.; KONOV, V.; GARNOV, S.; KLIMENTOV, S.; KONONENKO, T.; TSAR'KOVA, O.: *Bohren keramischer Werkstoffe mit Kurzpuls-Festkörperlasern*. *LaserOpto* **31** (1999) Nr. 3, S. 78–85.
- [53] RUF, A.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Analytical investigations on geometrical influences on laser drilling*. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** (2001), S. 2918–2925.
- [54] RUF, A.; BREITLING, D.; FÖHL, C.; RADTKE, J.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.; KONONENKO, T. V.; KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.; KONOV, V. I.; SUZUKI, J.: *Modeling and experimental analysis of hole formation in laser deep drilling with short and ultra-short pulses*. In: WLT Wissenschaftliche Gesellschaft Lasertechnik e.V. (Hrsg.): *Lasers in Manufacturing 2001: Proc. of the First International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing*, München, 2001. Stuttgart: AT-Fachverlag, 2002, S. 214–226.
- [55] BREITLING, D.; KONONENKO, T. V.; KLIMENTOV, S. M.; BERGER, P.; KONOV, V. I.; DAUSINGER, F.: *Hole formation and drilling progress analysis during high-aspect ratio drilling using ultra-short pulsed solid-state lasers*. In: *Frühjahrs-tagung 2001 der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Berlin)*. 2001, S. 105 (Verhandl. DPG (VI) Bd. 36).
- [56] BREITLING, D.; KLIMENTOV, S.; KONONENKO, T.: *Drilling progress visualization: Hole formation and drilling rate analysis during high-aspect ratio drilling using ultra-short pulsed solid state lasers*. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, C. (Hrsg.): *Proc. 2nd Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2001 (Hirschegg, Austria)*. Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2001.
- [57] KONONENKO, T. V.; KONOV, V. I.; GARNOV, S. V.; KLIMENTOV, S. M.; DAUSINGER, F.: *Dynamics of Deep Short Pulse Laser Drilling: Ablative Stages and Light Propagation*. *Laser Physics* **11** (2001) Nr. 3, S. 343.
- [58] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.; KONONENKO, T. V.; TSAR'KOVA, O. G.; PIVOVAROV, P. A.; MALYUTIN, A. A.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen: Tenth Quarter Report*. Moscow: Gene-

- ral Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“, 2002 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [59] GARNOV, S. V.; KONOV, V. I.; MALYUTIN, A. A.; TSAR'KOVA, O. G.; YATSKOVSKII, I. S.; DAUSINGER, F.: *High resolution interferometric diagnostics of plasmas produced by ultrashort laser pulses*. Laser Physics **13** (2003) Nr. 3, S. 386–396.
- [60] LE DROGOFF, B.; MARGOT, J.; VIDAL, F.; LAVILLE, S.; CHAKER, M.; SAB-SAMI, M.; JOHNSTON, T. W.; BARTHÉLEMY, O.: *Influence of the laser pulse duration on laser-produced plasma properties*. Plasma Sources Sci. Technol. **13** (2004), S. 223–230.
- [61] ANGELUSCH, A.: *Untersuchung des Prozessleuchtens beim Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2006 (Institut für Strahlwerkzeuge IFSW 07-06).
- [62] WIESEMANN, W.: *Process monitoring and closed-loop control*. In: Martienssen, W. (Hrsg.): *Laser Physics and Applications*. Berlin: Springer, 2004, S. 243–275 (Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology–New Series VIII/1C).
- [63] MÜLLER, M.: *Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung*. München: Herbert Utz Verlag, 2002. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung–Forschungsberichte des IFSW).
- [64] MÜLLER-BORHANIAN, J. (HRSG.): *Integration optischer Messmethoden zur Prozesskontrolle beim Laserstrahlschweißen*. München: Herbert Utz Verlag, 2005. Forschungs- und Tagungsberichte des BMBF.
- [65] GRIEBSCH, J.; HÜGEL, H.; DAUSINGER, F.; JURCA, M.: *Quality Assurance in pulsed laser welding*. Proc. of ICALEO 95, San Diego, S. 603–612, Institut für Strahlwerkzeuge, Stuttgart, Germany, 1995.
- [66] MÜLLER, M.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Online process monitoring of laser welding by measuring the reflected laser power*. Proc. of ICALEO 98, Orlando, S. 122–131, Institut für Strahlwerkzeuge, Stuttgart, Germany, 1998.
- [67] HABEGGER, J.; HÄCKI, M.: *Prozess-Diagnose und -Regelung des Laserschneidens*. In: Tagungsband Lasersymposium, Luzern, 2001.
- [68] SANDERS, P. G.; LEONG, K. H.; KESKE, J. S.; KORNECKI, G.: *Real-time monitoring of laser beam welding using infrared weld emission*. J. Laser Appl. **10** (1998), S. 205–211.
- [69] FARSON, D. F.; ALI, A.; LI, X. C.: *Laser weld penetration monitoring with*

- multiple emission signal measurements*. J. Laser Appl. **11** (1999), S. 47–53.
- [70] HEYN, H.: *Prozessüberwachung und -diagnose beim Schneiden und Schweißen mit CO₂-Hochleistungslasern*. Aachen: Shacker, 1995. Technische Universität Braunschweig, Dissertation (Berichte aus der Lasertechnik).
- [71] GRAËN, G.: *On-line Qualitätsprüfung und Konzept zur Qualitätssicherung beim Schneiden mit CO₂-Hochleistungslasern*. Aachen: Shacker, 1993. Technische Universität Braunschweig, Dissertation (Berichte aus der Lasertechnik).
- [72] DIETZ, C.; JURCA, M.; SCHLICHTERMANN, L.; KOGEL-HOLLACHER, M.; BREITSCHWERDT, S.; SCHMID, C.; ROWOLD, I.: *Closed-loop control system for laser welding of transmission parts*. Proc. of ICALEO 98, Orlando, S. 178–186, Institut für Strahlwerkzeuge, Stuttgart, Germany, 1998.
- [73] BREITSCHWERDT, S.: *Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen*. München: Herbert Utz Verlag, 2001. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung–Forschungsberichte des IFSW).
- [74] STEEN, W.; BROOKFIELD, D.; LI, L.; NING, Q.: *Apparatus and method for monitoring laser material processing*. Patentschrift US 5,247,155. 1993.
- [75] LI, L.; BROOKFIELD, D.; STEEN, W.: *Plasma charge sensor for in-process, non-contact monitoring of the laser welding process*. In: Measurement Science and Technology **7** (1996), S. 615–626.
- [76] CLARA, J.: *Laserschweißen in der dritten Dimension*. In: VDI-Nachrichten, Nr. 18, S. 29, 1992. Ingolstadt: AUDI AG.
- [77] LI, L.; STEEN, W. M.: *Non-contact acoustic emission monitoring during laser processing*. Proc. ICALEO'92, **75**, S. 719–728, 1992.
- [78] JON, M. C.: *Non-contact acoustic emission monitoring of laser beam welding*. Weld. J. **64**, S. 43–48, 1985.
- [79] HONER, M.: *Prozesssicherungsmaßnahmen beim Bohren metallischer Werkstoffe mittels Laserstrahlung*. München: Herbert Utz Verlag, 2004. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung–Forschungsberichte des IFSW).
- [80] SOMERS, R.; CROW, J.: *Laser drilling breakthrough detector*. Patentschrift US 6,140,604. 2000.
- [81] PANDEY, N. D.; SHAN, H. S.; BHARTI, A.: *Percussion drilling with laser: hole completion criterion*. Int. J. Adv. Manuf. Technol. **28**, S. 863–868, 2006.
- [82] THIEMANN, I.: *Qualifizierung einer Durchschusserkennung beim Laserbohren von hochtemperaturbeständigen Turbinenschaufeln*. Fachhochschule Gießen–Friedberg, Diplomarbeit, 2002.
- [83] BEYER, E.; REITER, R.; STEINHAUSER, L.: *Process for determining size accu-*

- racy of bores formed by laser pulses. Patentschrift US 5,166,891. 2000.
- [84] WALTER, D.: *Durchmesseridentifikation beim Laserstrahlbohren von hochtemperaturbeständigen Turbinenschaufeln*. Fachhochschule Gießen–Friedberg, Diplomarbeit, 2002.
- [85] EFTHIMIOPOULOS, T.; KRITSOTAKIS, E.; KIAGIAS, H.; SAVVAKIS, C.; BERTACHAS, Y.: *Laser ablation rate of materials using the generated acousting waves*. J. Phys. D: Appl. Phys. **31** (1998), S. 2648–2652.
- [86] STRGAR, S.; MOŽINA, J.: *An optodynamic method for the real-time determination of the depth of a laser-drilled hole*. Appl. Phys. A **74** (2002), S. 321–323.
- [87] STRGAR, S.; MOŽINA, J.: *An optodynamic determination of the depth of laser-drilled holes by the simultaneous detection of ultrasonic waves in the air and in the workpiece*. Ultrasonics **40** (2002), S. 791–795.
- [88] STAFE, M.; NEGUTU, C.; POPESCU, I. M.: *Real-time determination and control of the laser-drilled holes depth*. Shock waves **14** (2005), S. 123–126.
- [89] KLOPOTEK, P.; SACHAROFF, A.; CARO, R.: *Method and apparatus for excision endpoint control*. Patentschrift US 5,196,006. 1993.
- [90] LEUNG, W.; TAM, A.: *Noncontact monitoring of laser ablation using a miniature piezoelectric probe to detect photoacoustic pulses in air*. Appl. Phys. Letters **60** (1991) Nr. 11, S. 23–25.
- [91] WALTER, D.; MICHALOWSKI, A.; DAUSINGER, F.: *Prozesssicherung beim Abtragen mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung*. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Föhl, C. (Hrsg.): Proc. 7th Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2006 (Hirschegg, Austria). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2006.
- [92] KURITA, T.; ONO, T.; MORITA, N.: *Study on the relationship between laser processing sound and material removal characteristics*. J. of Materials Processing Technology **97** (2000), S. 168–173.
- [93] MIYAZAKI, T.; TANAKA, Y.: *Monitoring Q-switched YAG Laser Drilling Process by Generated Sound*. Int. J. Japan Soc. Prec. Eng. **25** (1991), S. 142–147.
- [94] YEACK, C. E.; MELCHER, R. L.: *Transient photoacoustic monitoring of pulsed laser drilling*. Appl. Phys. Letters **41** (1982) Nr. 11, S. 1043–1044.
- [95] MELCHER, R. L.; WEN, S. H.: *Laser drilling system utilizing photoacoustic feedback*. Patentschrift US 4,504,727. 1985.
- [96] PETKOVŠEK, R.; PANJAN, I.; BABNIK, A.; MOŽINA, J.: *Optodynamic study of multiple pulses micro drilling*. Ultrasonics **44** (2006), S. e1191–e1194.
- [97] WALTER, D.; DAUSINGER, F.: *Prozessüberwachung beim oberflächennahen Abtragen mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung*. Vortrag WLT Laser-Summerschool 2006 (Hannover).

- [98] OSTRINSKY, J.: *Untersuchung des Prozeßleuchtens beim Bohren mit Ultrakurzpulslasern*. Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2002.
- [99] LAUSTEN, R.; BALLING, P.: *On-the-fly depth profiling during ablation with ultrashort laser pulses: A tool for accurate micromachining and laser surgery*. Appl. Phys. Letters **79** (1982) Nr. 6., S. 884–886.
- [100] NIELSEN, C. S.; BALLING, P.: *Deep drill of metals with ultrashort laser pulses: A two-stages process*. J. Appl. Phys. **99** (2006) Nr. 2.
- [101] LETSCH, S.: *Methoden der Prozesssicherung beim Bohren mittels ultrakurzen Laserpulsen*. München: Herbert Utz Verlag, 2007. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung–Forschungsberichte des IFSW).
- [102] FRÜCHTENICHT, J.; GIESEN, A.; GRAF, T.; STOLZENBURG, C.: *BMBF-Verbundprojekt Mikro-Prozess-Technik mit ultrakurz-gepulsten Strahlquellen (PROMPTUS)*. 2. Zwischenbericht für den Zeitraum 01.01.2006 bis 30.06.2006 für das Teilvorhaben *Grundlagen für produktive femtonische Abtragsprozesse*. FKZ: 13N8582. Stuttgart, 2006 (Institut für Strahlwerkzeuge).
- [103] PCO AG: *Bedienungsanleitung HSFC-PRO*. Version 11/2004, Mai 2005.
- [104] OERTEL, H. SEN.; OERTEL, H. JUN.: *Optische Strömungsmesstechnik*. Karlsruhe: Braun, 1989.
- [105] KLEINE, H.: *Verbesserung optischer Methoden für die Gasdynamik*. RWTH Aachen, FB Maschinenwesen, Dissertation, 1993.
- [106] THORLABS INC.: *DET10A Operating Manual–High Speed Silicon Detector*. <http://www.thorlabs.com/Thorcat/13000/13052-S01.pdf>.
- [107] PI CERAMIC.: *Allgemeine Beschreibung der Werkstoffeigenschaften*. <http://www.piceramic.de/deutsch/site/piezo.html>.
- [108] RUSSO, R. E.; MAO, X. L.; LIU, H. C.; YOO, J. H.; MAO, S. S.: *Time-resolved plasma diagnostics and mass removal during single-pulse laser ablation*. Appl. Phys. A **69** (1999), S. 887–894.
- [109] WALTER, D.; DAUSINGER, F.: *Drill hole depth measurement by detection of laser induced shock waves*. In: Dausinger, F.; Konov, V. I. (Hrsg.): Proc. 1st Intl. Promptus Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2006 (Moscow, Russia). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2006.
- [110] WALTER, D.; MICHALOWSKI, A.; GAUCH, R.; DAUSINGER, F.: *Monitoring of the micro-drilling process by means of laser-induced shock waves*. In: Wissenschaftliche Gesellschaft Lasertechnik (WLT) e.V. (Hrsg.): Proc. Intl. WLT-Conference on Lasers in Manufacturing 2007 (München). Stuttgart: AT-Fachverlag, 2007, S. 557–562.

- [111] WALTER, D.; MICHALOWSKI, A.; GAUCH, R.; DAUSINGER, F.: *Monitoring of the micro-drilling process by detection of laser-induced shock waves in air*. In: Proc. 26th Int. Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics, ICALEO'07 (Orlando, Florida). Elektronische Konferenz-Proceedings S. 230–237.
- [112] WALTER, D.; MICHALOWSKI, A.: *Verfahren zum Erfassen eines Materialabtrags*. Offenlegungsschrift DE 10 2006 053 269 A1. Mai 2008.
- [113] KONOV, V. I.; KLIMENTOV, S. M.; GARNOV, S. V.; KONONENKO, T. V.; PIVOVAROV, P.A.; MALYUTIN, A.A.; TSAR'KOVA, O. G.: *Präzise Materialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Strahlquellen: Twelfth Quarter Report*. Moscow: General Physics Institute, Russian Academy of Science, Quartalsbericht für Unterauftrag im Teilvorhaben „Grundlegende Untersuchungen zum Bohren und Oberflächenabtragen mit ultrakurzen Laserpulsen“, 2002 (BMBF-Verbundprojekt PRIMUS FKZ: 13N7710/6).
- [114] WALTER, D.; MICHALOWSKI, A.; DAUSINGER, F.: *Real-time monitoring and control of laser micro drilling using optical process emissions*. In: Berger, P.; Dausinger, F.; Sommer, S. (Hrsg.): Proc. 8th Intl. Workshop on Fundamentals of Ablation with Short Pulsed Solid State Lasers 2007 (Hirschegg, Austria). Stuttgart: Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge FGSW, 2007.
- [115] BERGER, P.; BREITLING, D.; DAUSINGER, F.; FÖHL, C.; HÜGEL, H.; KLIMENTOV, S.; KONONENKO, T.; KONOV, V.: *Laserbohren bei Unterdruck*. Offenlegungsschrift DE 102 03 452 A1, August 2003.
- [116] SOMMER, S.: *Laserbohren bei reduziertem Umgebungsdruck unter Einsatz von quergeströmten Potenzialwirbelfenstern*. In: Otto, A.; Beyer, E. (Hrsg.): Proc. WLT Laser-Summerschool 2004 (Dresden). Dresden: Fraunhofer Institut für Werkstoff- und Strahltechnik, 2004, S. 359–372.
- [117] SOMMER, S.; DAUSINGER, F.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Aerodynamic Window for high precision laser drilling*. In: Schuöcker, D.; Liedl, G. (Hrsg.): XVI Intl. Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers. High-Power Laser Conference GCL/HPL 2006 (Gmunden, Austria). Bellingham, WA: Intl. Soc. for Optical Engineering, (Proc. SPIE), to be published.
- [118] WALTER, D.; MICHALOWSKI, A.; DAUSINGER, F.: *Real-time monitoring and control of micro-drilling process using optical emission of material-vapour plasma*. In: Wissenschaftliche Gesellschaft Lasertechnik (WLT) e.V. (Hrsg.): Proc. Intl. WLT-Conference on Lasers in Manufacturing 2007 (München). Stuttgart: AT-Fachverlag, 2007, S. 569–573.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit ist das Ergebnis meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) der Universität Stuttgart. Ohne Unterstützung von einer Vielzahl von Kollegen und Freunden wäre sie nicht in dieser Form möglich gewesen, so dass ich diesen meinen besonderen Dank aussprechen möchte.

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Thomas Graf, Direktor des Instituts für Strahlwerkzeuge, für die Übernahme des Hauptberichts ganz herzlich danken.

Besonderer Dank gilt Herrn Dr. Friedrich Dausinger für die wissenschaftliche Betreuung dieser Dissertation.

Bei meinem Mitberichter Herrn Prof. Dr. Kück möchte ich mich für die Übernahme des Koreferats und die kritische Durchsicht des Manuskripts bedanken.

Allen ehemaligen Kollegen am IFSW danke ich für die konstruktive Zusammenarbeit und vor allem für die angenehme Arbeitsatmosphäre. Besonderen Dank möchte ich in diesem Zusammenhang vor allem meinem langjährigen Zimmergenossen Andreas Michalowski sowie Jan Weberpals und Martin Kraus aussprechen. Letzterem danke ich auch für die gründliche Durchsicht meines Manuskripts.

Dank gilt auch den Studenten, die im Rahmen ihrer Diplom- und Studienarbeiten einen wichtigen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben.

Für die Möglichkeit eines intensiven Austauschs mit russischen Wissenschaftlern vom General Physics Institute (GPI) in Moskau möchte ich mich herzlich bedanken. In diesem Zusammenhang sei mein Dank insbesondere an Dr. Sergej Klimentov, Dr. Taras Kononenko und Dipl.-Phys. Pavel Pivovarov gerichtet.

Neben all dieser Unterstützung, die ich erfahren durfte, richtet sich ganz besonderer Dank an meine Familie. Meine Eltern Nadja und Konstantin Walter haben mir stets Rückhalt gegeben, mich unterstützt, gefördert, in meinem Tun bestätigt und mir das nötige Selbstvertrauen mit auf den Weg gegeben, wofür ich Ihnen für immer dankbar sein werde. Mein größter Dank gilt meiner Frau Irina, die das Vorhaben von der ersten Minute an mit- und ertragen hat. Ihre Unterstützung und ihr Verständnis für den häufigen

Verzicht auf gemeinsame Freizeit mit Ihr und unserer kleinen Tochter Sophia haben die Freiräume geschaffen, um diese Arbeit sowie mündliche Prüfung in Angriff zu nehmen und fertigzustellen. Ich widme diese Arbeit deshalb meiner lieben Frau Irina und meiner Tochter Sophia.

Filderstadt, im Februar 2010

Dmitrij Walter

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

Zoske, Uwe

Modell zur rechnerischen Simulation von Laserresonatoren und Strahlführungssystemen
1992, 186 Seiten, ISBN 3-519-06205-4

Gorriz, Michael

Adaptive Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen
1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO₂-Laserschneiden von Metallen
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

Rudlaff, Thomas

Arbeiten zur Optimierung des Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen
1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

Borik, Stefan

Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern
1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströmte CO₂-Lasern
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland

Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit Steuerung der Polarisationsrichtung
1994, 150 Seiten, ISBN 3-519-06211-9

Frederking, Klaus-Dieter

Laserlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter Lotdrahtzufuhr
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

Grünewald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströmten CO₂-Lasern
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

Shen, Jialin

Optimierung von Verfahren der Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger Pulverzufuhr
1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

Arnold, Johannes M.

Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern
1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

Holzwarth, Achim

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in Excimerlasern
1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

Dausinger, Friedrich

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozeßeffektivität
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

Meiners, Eckhard

Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozeß
1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

Beck, Markus

Modellierung des Lasertiefschweißens
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

Breining, Klaus

Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

Griebisch, Jürgen

Grundlagenuntersuchungen zur Qualitätssicherung beim gepulsten Lasertiefschweißen
1996, 133 Seiten, ISBN 3-519-06220-8

Kreputat, Walter

Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06221-6

Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO₂- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

Glumann, Christiane

Verbesserte Prozeßsicherheit und Qualität durch Strahlkombination beim Laserschweißen
1996, 143 Seiten, ISBN 3-519-06224-0

Gross, Herbert

Propagation höhermodiger Laserstrahlung und deren Wechselwirkung mit optischen Systemen
1996, 191 Seiten, ISBN 3-519-06225-9

Rapp, Jürgen

Laserschweißseignung von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Leichtbau
1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

Wittig, Klaus

Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungslaserstrahlung
1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-5

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-Hochleistungslaser
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

Lee, Jae-Hoon

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

Albinus, Uwe N. W.

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

Wiedmaier, Matthias

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

Bloehs, Wolfgang

Laserstrahlhärten mit angepassten Strahlformungssystemen
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

Bea, Martin

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlung
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

Stöhr, Michael

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

Plaß, Wilfried

Zerstörschwellen und Degradation von CO₂-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Mo-lybdän
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

Hack, Rüdiger

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO₂-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

Krupka, René

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

Pfeiffer, Wolfgang

Fluidodynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

Volz, Robert

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

Bartelt-Berger, Lars

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

Müller-Hummel, Peter

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspansung
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

Rohde, Hansjörg

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

Huonker, Martin

Strahlführung in CO₂-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

Callies, Gert

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

Schubert, Michael E.

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

Kern, Markus

Gas- und magnetofluidynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas
beim Abtragen und Schweißen
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung
2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen
2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität
2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der Strahlqualität von Hochleistungsdiodelnlasern
2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

Bahnmlüller, Jochen

Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur Qualitätssteigerung beim Laserbohren
2000, 138 Seiten, ISBN 3-89675-851-9

Schellhorn, Martin Carl Johannes

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen
2000, 142 Seiten, ISBN 3-89675-849-7

Angstenberger, Birgit

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten
2000, 153 Seiten, ISBN 3-89675-861-6

Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlaser für den Karosseriebau
2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

Breitschwerdt, Sven

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen
2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

Mochmann, Gunter

Laserkristallisation von Siliziumschichten auf Glas- und Kunststoffsubstraten für die Herstellung verbesserter Dünnschichttransistoren
2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötens mit Diodenlasern
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

Mästle, Rüdiger

Bestimmung der Propagationseigenschaften von Laserstrahlung
2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

Voß, Andreas

Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG
2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

Müller, Matthias G.

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

Abeln, Tobias

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven Laserpräzisionsabtrags von Stahl
2002, 138 Seiten, ISBN 3-8316-0137-2

Erhard, Steffen

Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser
2002, 184 Seiten, ISBN 3-8316-0173-9

Contag, Karsten

Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers
2002, 155 Seiten, ISBN 3-8316-0172-0

Krastel, Klaus

Konzepte und Konstruktionen zur laserintegrierten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen
2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

Staud, Jürgen

Sensitive Werkzeuge für ein neues Montagekonzept in der Mikrosystemtechnik
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

Schinzel, Cornelius M.

Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen in Anwendungen im Automobilbau
2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

Sebastian, Michael

Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-CVD Synthese von Diamant und amorphen Kohlenstoffen
2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

Lücke, Bernd

Kohärente Kopplung von Vertikalemitter-Arrays
2003, 120 Seiten, ISBN 3-8316-0224-7

Hohenberger, Bernd

Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokus-
technik – Steigerung von Prozeßsicherheit, Fle-
xibilität und verfügbarer Strahlleistung
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

Jasper, Knut

Neue Konzepte der Laserstrahlformung und
-führung für die Mikrotechnik
2003, 152 Seiten, ISBN 3-8316-0205-0

Heimerdinger, Christoph

Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen
für die Luftfahrt
2003, 112 Seiten, ISBN 3-8316-0256-5

Christoph Fleig

Evaluiert eines Messverfahrens zur genauen
Bestimmung des Reflexionsgrades optischer
Komponenten
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0274-3

Joachim Radtke

Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in ke-
ramischen Werkstoffen mittels repetierender
Laserbearbeitung
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0285-9

Michael Brandner

Steigerung der Prozesseffizienz beim Löten und
Kleben mit Hochleistungsdiodenlasern
2003, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0288-3

Reinhard Winkler

Porenbildung beim Laserstrahlschweißen von
Aluminium-Druckguss
2004, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0313-8

Helmut Kindler

Optische und gerätetechnische Entwicklungen
zum Laserstrahlspritzen
2004, 117 Seiten, ISBN 3-8316-0315-4

Andreas Ruf

Modellierung des Perkussionsbohrens von Metal-
len mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

Guido Hergenhan

Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Sys-
temkonzept und experimentelle Verifizierung
2004, 115 Seiten, ISBN 3-8316-0376-6

Klaus Goth

Schweißen von Mischverbindungen aus Alumi-
numguß- und Knetlegierungen mit CO₂-Laser
unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

Armin Strauch

Effiziente Lösung des inversen Problems beim
Laserstrahlschweißen durch Simulation und
Experiment
2004, 169 Seiten, ISBN 3-8316-0425-8

Thomas Wawra

Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzi-
sion mittels Laserstrahlung
2004, 162 Seiten, ISBN 3-8316-0453-3

Michael Honer

Prozesssicherungsmaßnahmen beim Bohren
metallischer Werkstoffe mittels Laserstrahlung
2004, 113 Seiten, ISBN 3-8316-0441-x

Thomas Herzinger

Prozessüberwachung beim Laserbohren von
Turbinenschaufeln
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0443-6

Reiner Heigl

Herstellung von Randschichten auf Aluminium-
gusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2005 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahl-tiefschweißen von Stahl
2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2

Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-verstärkern im Scheibenlaserdesign
2005, 172 Seiten, ISBN 3-8316-0508-4

Jiancun Gao

Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheiben-laser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzver-dopplung
2005, 148 Seiten, ISBN 3-8316-0521-1

Wolfgang Gref

Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik
2005, 136 Seiten, ISBN 3-8316-0537-8

Michael Weikert

Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laser-pulsen
2005, 116 Seiten, ISBN 3-8316-0573-4

Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit variab-lem Laserstrahldurchmesser in modularen Ferti-gungssystemen
2006, 132 Seiten, ISBN 3-8316-0572-6

Andreas Ruß

Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit
2006, 142 Seiten, ISBN 3-8316-0580-7

Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der La-sermaterialbearbeitung
2006, 156 Seiten, ISBN 3-8316-0618-8

Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen
2007, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-0687-0

Jens Walter

Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und –regelung
2008, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-0770-9

Heiko Ridderbusch

Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze
2008, 175 Seiten, ISBN 978-3-8316-0840-9

Markus Leimser

Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Naht-eigenschaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen
2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

Mikhail Larionov

Kontakterisierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser
2009, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-0855-3

Jürgen Müller-Borhanian

Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen
2009, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-0890-4

Andreas Letsch

Charakterisierung allgemein astigmatischer Laserstrahlung mit der Methode der zweiten Momente
2009, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-0896-6

Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiter-scheibenlasers
2009, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-0918-5

Günter Ambrosy

Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte beim Laserstrahlschweißen
2009, 170 Seiten, ISBN 978-3-8316-0925-3

Agnes Ott

Oberflächenmodifikation von Aluminium-legierungen mit Laserstrahlung: Prozessver-ständnis und Schichtcharakterisierung
2010, 226 Seiten, ISBN 978-3-8316-0959-8

Detlef Breittling

Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung
2010, 200Seiten, ISBN 978-3-8316-0960-4

