Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

C. Gehrke
Überwachung der Struktureigenschaften beim Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen

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.

Überwachung der Struktureigenschaften beim Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen

von Dr.-Ing. Christian Gehrke
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.-Ing. Jörg Seewig

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., 2013

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 2013

ISBN 978-3-8316-4271-7

Printed in Germany

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

Inhaltsverzeichnis

Liste der verwendeten Symbole **9**

Kurzfassung **13**

Extended Abstract **15**

1. Einleitung **19**
1.1. Motivation und Zielsetzung 19
1.2. Aufbau der Arbeit 20

2. Grundlagen zum Oberflächenstrukturieren mittels Ultrakurzpulslasern **23**
2.1. Industrielle Anwendungen des Oberflächenstrukturierens 23
2.2. Physikalische Grundlagen beim Strukturieren mit Laserpulsen . . . 25
2.2.1. Elektromagnetische Strahlung und deren Wechselwirkung mit Materie 25
2.2.2. Wärmeleitung in Metallen 30
2.2.3. Lasermaterialabtrag 33
2.2.4. Prozessleuchten 36
2.2.5. Thermische Strahlung 39
2.3. Verfahrensgrundlagen zum Oberflächenstrukturieren 40

3. Stand der Technik bei der Prozessüberwachung von Laserverfahren **45**
3.1. Prozessüberwachung beim Laserschweißen 47
3.2. Prozessverständnis zum Laserabtrag 48
3.3. Prozessüberwachung beim Laserbohren 51
3.4. Struktureigenschaften beim Oberflächenstrukturieren 54

4. Experimentelle Grundlagen und Auswertungsmethoden **57**
4.1. Verwendete Lasersysteme 57

4.2. Charakterisierung der Näpfchengeometrie 58
4.3. Experimentelle Aufbauten zur Beobachtung des Prozessleuchtens . . 59
4.3.1. Koaxiale Aufnahme der Prozessemission mittels einer Photodiode 59
4.3.2. Beobachtung der Prozessemission mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera 61
4.3.2.1. Koaxiale Anordnung der Kamera 61
4.3.2.2. Seitliche Anordnung der Kamera 63
4.4. Methoden zur Auswertung der Signalinformationen 64
4.4.1. Verarbeitung des Photodiodensignals 64
4.4.2. Aufbereitung und Analyse der Bilddaten 66
4.5. Aufnahme der thermischen Eigenstrahlung der Probenoberfläche . . 70

5. Integrale, breitbandige Erfassung der optischen Prozessemission 73
5.1. Spektroskopische Analyse der Prozessemission 73
5.2. Verlauf des koaxialen Photodiodensignals 76
5.2.1. Strukturierung mit typischen Bearbeitungsparametern . . . 76
5.2.2. Atypischer Signalverlauf bei größeren Strahldurchmessern . . 81
5.2.3. Atypischer Signalverlauf bei erhöhten Fluenzen 85
5.3. Korrelation des Photodiodensignals mit den Struktureigenschaften . 87
5.3.1. Tiefe der Näpfchenstrukturen 88
5.3.2. Volumen der Näpfchenstrukturen 91
5.3.3. Schmelzerzeugung 96
5.4. Überwachung der Prozessparameter mithilfe des Photodiodensignals 97
5.4.1. Einfluss der Laserpulsenergie 98
5.4.2. Einfluss der Fokuslage 100
5.5. Praxisnahe Umsetzungsmöglichkeiten der Strukturmerkmalsüberwachung 102

6. Ortsaufgelöste, koaxiale Erfassung des Prozessleuchtens 105
6.1. Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen des Prozesses und deren Analyse 105
6.2. Korrelation der Bildinformationen mit dem Näpfchendurchmesser . 109
6.3. Optionen für die Integration in einem Fertigungsprozess 113

7. Thermografiekameraaufnahmen zur Schmelzaufwurferkennung 115
7.1. Untersuchung von mittels Kurzpulslaser erzeugten Strukturen . . . 117
7.2. Untersuchung von mittels Ultrakurzpulslaser erzeugten Strukturen . 123

7.3. Realisierungsmöglichkeiten und Ausblick 126

8. Zusammenfassung und Ausblick **129**

A. Anhang **135**

A.1. Lösung der gasdynamischen Gleichungen für die adiabatische Expansion 135

Literaturverzeichnis **139**

Danksagung **153**

Liste der verwendeten Symbole

Im Folgenden, ist eine alphabetische Auflistung der wichtigsten in dieser Ausarbeitung verwendeten Symbole und deren Bedeutung zu finden. Weitere im Text auftretende Symbole werden an entsprechender Stelle hinreichend erklärt. Ebenso sind nachfolgend die wichtigsten Abkürzungen ausgeschrieben.

Symbol	**Bedeutung**	**SI-Einheit**
A	Absorptionsgrad eines Mediums	1
A_L	Fläche eines Laserstrahls auf der Werkstückoberfläche	m^2
α	Absorptionskoeffizient eines Mediums	m^{-1}
γ	Adiabatenkoeffizient eines Gases	1
D	Durchmesser einer Näpfchenstruktur	m
D_L	Rohstrahldurchmesser eines Lasersystems	m
d	Durchmesser des Prozessleuchtens	m
d_L	Durchmesser eines defokussierten Laserstrahls auf der Werkstückoberfläche	m
E	Energie eines Teilchensystems	J
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke in einem elektromagnetischen Feld	$\mathrm{V\,m^{-1}}$
ε	Emissionsgrad eines Körpers	1
f	Brennweite einer Linse	m
f_K	Bildaufnahmerate einer Kamera	s^{-1}
f_Rep	Repetitionsrate eines gepulsten Lasersystems	s^{-1}
η_A	Einkoppelgrad eines Mediums	1
H	Energiedichte eines Laserpulses	$\mathrm{J\,m^{-2}}$
ΔH_S	spezifische Schmelzenthalpie eines Mediums	$\mathrm{J\,kg^{-1}}$
H_th	Abtragsschwelle eines Materials	$\mathrm{J\,m^{-2}}$
ΔH_V	spezifische Verdampfungsenthalpie eines Mediums	$\mathrm{J\,kg^{-1}}$
I	Intensität einer Welle	$\mathrm{W\,m^{-2}}$

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
I_P	Integralwert unterhalb des von einer Photodiode registrierten Signals des Prozessleuchtens	$\mathrm{J\,m^{-2}}$
k	Temperaturleitfähigkeit eines Mediums	$\mathrm{m^2\,s^{-1}}$
$\vec{k}$	Wellenzahlvektor einer propagierenden Welle	$\mathrm{m^{-1}}$
$\varkappa$	Extinktionskoeffizient eines Mediums	1
L_λ	Strahldichte eines emittierenden Körpers	$\mathrm{W\,m^{-2}\times}$ $\times\mathrm{\mu m^{-1}\,sr^{-1}}$
l_α	optische Absorptionslänge eines Mediums	m
l_th	thermische Eindringtiefe eines Mediums	m
λ	Wellenlänge elektromagnetischer Strahlung	m
M	Masse eines Teilchensystems	kg
M^2	Beugungsmaßzahl eines Laserstrahls	1
N	Gesamtsumme aller Grauwerte eines Hintergrund-korrigierten Kamerabildes	1
N_L	Anzahl der Laserpulse auf dieselbe Bearbeitungsstelle	1
n	Realteil des im Allgemeinen komplexen Brechungsindex eines Mediums	1
n'	komplexer Brechungsindex eines Mediums	1
$\bar{P}$	mittlere Leistung eines Laserstrahls	W
Q_L	Energie eines Laserpulses	J
R	Reflexionsgrad eines Mediums	1
R_a	arithmetischer Mittenrauwert einer Oberfläche	µm
R_p	arithmetischer Mittelwert aus den Höhen der Einzelprofilspitzen eines Rauheitsprofils	µm
R_q	quadratischer Mittenrauwert einer Oberfläche	µm
R_z	arithmetischer Mittelwert aus den Einzelrautiefen eines Rauheitsprofils	µm
r	Korrelationskoeffizient bei einer linearen Ausgleichsrechnung	1
$\vec{r}$	Ortsvektor in dreidimensionalen kartesischen Koordinaten: $\vec{r} = (x, y, z)$	m
ϱ	Dichte eines Mediums	$\mathrm{kg\,m^{-3}}$
S	integrale Signalintensität einer Photodiodenmessung	$\mathrm{W\,m^{-2}}$
$\bar{S}_\mathrm{P}$	Mittelwert des von einer Photodiode registrierten Signals des Prozessleuchtens	$\mathrm{W\,m^{-2}}$

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
T	Tiefe einer Näpfchenstruktur	m
t	Zeit	s
t_{A}	Zeitpunkt des Beginns des Prozessleuchtens	s
t_{Dot}	Zeitdauer, die der Laserstrahl auf das Werkstück einwirkt, um eine Näpfchenstruktur zu erzeugen	s
t_{E}	Zeitpunkt des Endes des Prozessleuchtens	s
t_{K}	Belichtungszeit einer Kamera	s
t_{P}	Zeitdauer des von einer Photodiode registrierten Prozessleuchtens	s
τ_{ep}	Elektron-Phonon-Relaxationszeit	s
τ_{H}	zeitliche Dauer eines Laserpulses	s
V	ablatiertes Gesamtvolumen nach der Erzeugung einer Näpfchenstruktur	m^3
$\vec{v}$	Geschwindigkeitsvektor in dreidimensionalen kartesischen Koordinaten: $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
v_{ph}	Phasengeschwindigkeit einer Welle	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
ω	Kreisfrequenz einer Welle	$\mathrm{rad\,s^{-1}}$
z_f	Fokuslage relativ zur Werkstückoberfläche	m
∇	Nabla-Operator in dreidimensionalen kartesischen Koordinaten: $\nabla \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)$	m^{-1}
Δ	Laplace-Operator in dreidimensionalen kartesischen Koordinaten: $\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$	m^{-2}

Abkürzung	Bedeutung
CCD	Charge-coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
CNN	Cellular Neural Networks
DIN	Deutsches Institut für Normung
EN	Europäische Norm
ICCD	Intensified Charge-coupled Device
IR	Infrarot
ISO	International Organization for Standardization
LIPSS	Laser Induced Periodic Surface Structures
LWM(-C)	Laser Welding Monitor(-Camera)

Abkürzung	**Bedeutung**
ROI	Region of Interest
UV	Ultraviolett
VDA	Verband der Automobilindustrie

Kurzfassung

Ultrakurze Laserpulse eignen sich zur Bearbeitung verschiedenster Materialien bei minimaler thermischer Belastung des Werkstückes. Aufgrund dessen kann eine hohe Präzision im Bearbeitungsergebnis erzielt werden. So lässt sich durch lokale Materialablation die Oberfläche von Bauteilen mikrometergenau strukturieren und auf diese Weise hinsichtlich ihrer Funktion optimieren. Wesentliche Fortschritte im Bereich der Laser- wie auch der Verfahrensentwicklung gestatten zunehmend einen wirtschaftlichen Einsatz der Mikrostrukturierung in Produktionsabläufen. Zu einer modernen Fertigung zählt auch, das Ergebnis der Bearbeitung möglichst schon während des Fertigungsprozesses zu überwachen. Hierfür liefert die vorliegende Arbeit erste Ansätze.

Dabei konzentriert sich der Autor auf runde Strukturen im Mikrometerbereich, wie sie zur Reibungs- und Verschleißoptimierung oder auch bei der Fertigung von Druckwalzen in metallischen Werkstoffen erzeugt werden. Zu den funktionsbestimmenden Struktureigenschaften zählen hierbei die Tiefe, der Durchmesser, das Volumen und die Gratfreiheit jeder einzelnen Näpfchenstruktur. Weiterhin ist bei der Gesamtheit der strukturierten Fläche die Anzahl der Näpfchenstrukturen sowie deren Abstände untereinander relevant.

Experimentelle Aufbauten zur Aufnahme der bei der Laserstrukturierung ausgesandten optischen Prozessemission sowie Methoden zur Signalauswertung werden entwickelt. In unterschiedlichen Parameterstudien steht nachfolgend die Analyse von Zusammenhängen zwischen den aufgezeichneten Signalmerkmalen und den Struktureigenschaften im Mittelpunkt. Besonderes Augenmerk wird indessen auf die Industrietauglichkeit der konzipierten Überwachungssysteme gelegt. So kommt zunächst eine Photodiode zur koaxialen, breitbandigen Erfassung der optischen Prozessemission zum Einsatz. Der beobachtete Signalverlauf erlaubt wichtige Rückschlüsse auf die in der Bearbeitungszone ablaufenden physikalischen Prozesse. Abweichungen von einem zuvor definierten typischen Verlauf weisen auf veränderte Prozessabläufe hin. Weiterhin gelingt es, aus dem Photodiodensignal quantitative Aussagen über das ablatierte Volumen sowie die Tiefe der Näpfchenstruktur

abzuleiten. Gleiches gilt für die Gesamtanzahl der erzeugten Näpfchenstrukturen und – bei Kenntnis der Bearbeitungsgeschwindigkeit – deren Abstände untereinander. Mittels der ortsaufgelösten, koaxialen Erfassung der optischen Prozessemission über ein Hochgeschwindigkeitskamerasystem gelingt es ferner, Rückschlüsse auf den Durchmesser einer Näpfchenstruktur zu ziehen. Die Gratfreiheit kann aus dem Photodiodensignal allerdings nur indirekt über eine qualitative Einschätzung der Signifikanz der Schmelzentstehung gefolgert werden. Untersuchungen an der von einer strukturierten Oberfläche ausgesandten Wärmestrahlung ergeben, dass sich um Strukturen, die mit einem Kurzpulslaser erzeugt wurden, selbst minimale Grate detektieren lassen. Auch quantitative Aussagen zum Ausmaß der Grate scheinen möglich. Allerdings lassen sich die mit dem Kurzpulslaser erzielten Ergebnisse nicht auf Oberflächen, welche mit einem Ultrakurzpulslaser bearbeitet wurden, übertragen.

Extended Abstract

Due to the advantages of lasers versus conventional tools, they are used for more and more applications in industrial material processing. Lasers provide the possibility to achieve a high quality, flexibility and degree of automation for processing a large variety of materials without being in direct contact with the workpiece. Specifically, pulsed lasers can be used to locally design the surface of a workpiece in the micrometer range. In particular, ultrashort laser pulses allow the ablation of material with high precision and minimal thermal impact on the surrounding area. The small temporal width of the laser pulses causes a light-material interaction time which is much shorter than the characteristic time of thermalization processes. In combination with a high energy density, the material is immediately evaporated leaving almost no melt and therefore no burr. Hence, ultrashort pulse lasers offer the possibility to precisely structure the surface of a workpiece without the need of any post-processing. Applications of such micro-machining can be found for instance in machine building or automotive industry. With texturing the surface of highly stressed components, it is possible to reduce wear and friction due to the implementation of additional oil reservoirs. Furthermore, in printing industry it is essential to engrave print forms with accurately defined ink cells.

The progress in laser technology and process development over the last few years enables today the economical operation of ultrashort pulse lasers in series production. However, so far there is no concept for monitoring the properties of the generated structures. Therefore, this thesis presents a study of implementing a monitoring system for laser texturing of surfaces which is feasible for series production. As claimed by modern production concepts, the monitoring system should monitor the relevant properties of the structures in real time, that is during the process. The author focuses on round structures in workpieces out of metal and with dimensions in the micrometer range as they are implemented for tribological optimization of components and for the fabrication of print forms. For those applications, the properties which determine the functionality are the depth, the diameter and the ablated volume of each single structure and the fact that there is

no burr. Moreover, for the overall structured surface, the number of textures and the distance in between them play an important role.

Based on an evaluation of existing concepts for process monitoring systems for laser welding and laser drilling, different experimental setups for capturing the optical emission during the structuring process were developed in this work. Since the optical process signals originate directly from the interaction zone of the laser beam and the workpiece, they are a promising source of information. Additionally, optical signals can be monitored without the need of a direct contact to the workpiece. Nevertheless, the minute expansion of the process emission and the short timescale of the proceeding complex physical phenomena are a notable challenge for the monitoring system, particularly since the system should be suitable for industrial applications. Furthermore, the author developed algorithms for signal evaluation which enable the investigation of the correlation between the properties of the signals and the mentioned properties of the laser texture.

First of all, the optical process emission was monitored with a photodiode in a coaxial arrangement experimentally. The data rate of a photodiode is low enough to evaluate recorded signal in real time. It turns out that the shape of the signal contains crucial information about the processes in the interaction zone. Working with an energy density slightly below the threshold of melt generation, results in a certain shape of the signal recorded by the photodiode. Deviations from this typical shape might be the consequence of a changed process run. The relationship between the shape of the optical emission signal and the process parameters is investigated in detail.

If the shape of the photodiode signal corresponds to the specific shape, it is possible to derive information about some properties of the laser structure from the characteristics of the signal. Numerous experiments show that the depth of the laser texture increases linearly with the duration of the signal. Moreover, the integral below the signal correlates with the ablated volume. These conclusions hold true as long as the depth of the created structure is much smaller than the lateral dimensions. Besides the properties of the single structures, the exact number of textures and – with the knowledge of the processing speed – the distance in between them can be deduced from the monitored signal. Also, the optical emission signal is very sensitive to variations of important process parameters such as the laser pulse repetition rate, the pulse energy and the focal position. Due to the

fact that the photodiode signal originates from the interaction zone, it is a direct feedback of what is happening at the workpiece.

It is shown that a photodiode is capable to implement a cost-effective online monitoring system for laser micro-machining which is feasible for series production. However, this method fails to estimate both potential burr and the diameter of the generated laser structure, due to the one-dimensionality of the photodiode signal information.

Hence, it is reasonable to broaden the monitoring system with a camera. Arranged in a coaxial manner, a camera can monitor the lateral expansion of the optical emission during the process as well. Experimentally, a high-speed camera generated several recordings of the optical emission for one laser structure. By means of the illustrated algorithm, a single value for the diameter of the optical emission can be extracted from the recordings for each single texture. In the examined dimensional range, this value correlates with the final diameter of the created structure. The sum of all pixels for each recording corresponds to the photodiode signal. So, it might be possible to use only a camera for monitoring the optical emission. However, a photodiode is quite inexpensive and both can easily be combined into one system.

Finally, the thermal self-emission of the textured surface was investigated with a focus on the detectability of potential burr. As it is much easier to create well-defined burr with a short pulse laser, one of them was initially used to prepare a workpiece. It turns out that even minimal burr resulting from only one laser pulse clearly appears in the thermogram. This is because of steep slopes and a rougher surface in the area of the burr which result in a locally higher emissivity. Moreover, a quantitative prediction of the degree of generated burr seems to be possible.

Yet, the detection of melt out of the thermogram for structures which are created with an ultrashort pulse laser is much more difficult. Due to the different ablation processes, a larger amount of generated melt emerges rather in the form of melting peaks than burr. Additionally, the ground of the structure which is not melted is characterized by a rough surface. Therefore, only larger, smooth melting peaks appear in the thermogram as regions of reduced intensity of the thermal emission. Nevertheless, such melting peaks are detectable with an ordinary light microscope as well. Hence, a usage of the thermogram in the examined way does not seem to be meaningful for ultrashort pulse lasers.

With further progress in laser technology and process development, the field of micro-machining with ultrashort pulse lasers will continuously grow in the future. More and more applications will find their way to series production. This thesis is a first approach for implementing an online monitoring system for surface laser texturing. The ideas investigated in this work might contribute fruitfully to further industrial implementations.

1. Einleitung

1.1. Motivation und Zielsetzung

Der Einsatz des Lasers als Bearbeitungswerkzeug für die verschiedensten Fertigungsverfahren findet in der modernen Produktion zunehmend Verbreitung. Vorteile ergeben sich insbesondere hinsichtlich der erreichbaren Bearbeitungsqualität sowie der hohen Flexibilität und Automatisierbarkeit von Laserprozessen. Vor allem das Schneiden und Schweißen mittels Laserstrahlung ist in der Industrie seit Jahren etabliert und wird zahlreich bei den unterschiedlichsten Bauteilen angewandt. Selbiges gilt auch für das Lasermarkieren. Beim Bohren und Strukturieren gab es in den letzten Jahren wesentliche Fortschritte sowohl im Bereich der Laser- wie auch bei der Verfahrensentwicklung. Diese ermöglichen zum Teil neuartige Bearbeitungsverfahren und gestatten einen wirtschaftlichen Einsatz des Lasers speziell auch im Bereich der Mikrobearbeitung.

In diesem Einsatzbereich wird weiterhin die gute Fokussierbarkeit und somit die lokal beschränkte Energieeinbringung des Laserprozesses ausgenutzt. Eine hohe Präzision im Bearbeitungsergebnis erfordert aber nicht nur die räumliche sondern auch die zeitliche Konzentration der optischen Strahlung. Gepulste Lasersysteme mit Pulsdauern im Milli- oder Mikrosekundenbereich werden bereits seit längerem zum Beispiel zur Erzeugung von Löchern in Kraftstofffiltern eingesetzt. Hierbei steht allerdings mehr die Produktivität als die Präzision im Vordergrund. Mit Pulsdauern im Nanosekundenbereich kann die Bearbeitungsqualität zwar gesteigert werden, allerdings findet auch hier der Abtrag zum Teil in schmelzflüssiger Form statt, was sich mindernd auf die Präzision auswirkt. Wie die Forschungsergebnisse aus den letzten Jahren gezeigt haben, gestattet erst der Einsatz von Ultrakurzpulslasersystemen mit Pulsdauern im Piko- oder Femtosekundenbereich eine markante Reduktion der Schmelzbildung bei der Bearbeitung verschiedenster Materialien. Mit der gleichzeitigen Reife zur Industrietauglichkeit solcher Lasersysteme eröffnen sich nun Anwendungsfälle in diversen Industriezweigen wie beispielsweise der Feinwerk- und Mikrotechnik, der Druckindustrie, der Elektronik,

der Medizin und dem Automobilbau.

Für den zuletzt genannten Industriezweig beziehungsweise allgemein für den Maschinenbau ergibt sich mit einem Ultrakurzpulslaser die Möglichkeit, die tribologischen Eigenschaften von aufeinander gleitenden Oberflächen zu beeinflussen. Dies kann zur Effizienzsteigerung und somit unter anderem auch zu einer erhöhten Schonung der Umwelt beitragen. Hierfür werden durch die Lasereinwirkung mikrometergroße Näpfchenstrukturen in die Oberfläche eingebracht, welche als Rückhaltevolumen für den Schmierstoff dienen und ein Abreißen des Schmierfilms bei geringen Gleitgeschwindigkeiten verhindern können. Der Materialabtrag erfolgt hierbei quantitativ definiert, lokal und bei der geeigneter Parameterwahl gratfrei, so dass keine zusätzliche Nachbearbeitung erforderlich ist. Für die wirtschaftliche Umsetzung solcher Verfahren in einen Serienprozess erfordert der moderne Produktionsablauf Maßnahmen zur Qualitätsüberwachung. Hierzu sind in der Literatur jedoch bislang für den Laserstrukturierungsprozess keinerlei Konzepte oder Untersuchungen dokumentiert.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es daher, erste Ansätze zur Qualitätsüberwachung beim Oberflächenstrukturieren mittels Ultrakurzpulslaser zu liefern. Ausgehend von Methoden wie sie bereits in anderen Bereichen der Lasermaterialbearbeitung erfolgreich umgesetzt wurden, sollen die vielversprechendsten durch Experimente hinsichtlich der Eignung für den Strukturierungsprozess evaluiert werden. Dabei besteht die Hauptaufgabe in der Analyse der Zusammenhänge zwischen den ausgesandten Prozesssignalen und den erzeugten Struktureigenschaften, welche letztlich die Qualität und die Funktionalität der Bearbeitung bestimmen. Begleitend dazu soll ferner die Entwicklung der geeigneten Signalerfassung und -aufbereitung sowie von Algorithmen zur Signalauswertung erfolgen. Besonderes Augenmerk wird unterdessen auf die Industrietauglichkeit des Überwachungssystems gelegt. Diese soll durch Automatisierbarkeit und eine hohe Robustheit des Systems gegenüber Störeinflüssen gegeben sein. Um die Prozessüberwachung möglichst effektiv zu gestalten, besteht weiterhin das Ziel, die Signale online, also parallel zum Bearbeitungsprozess, auswerten zu können.

1.2. Aufbau der Arbeit

Nachdem zuvor die grundlegende Motivation und die Ziele der Arbeit vorgestellt wurden, beinhaltet das nachfolgende Kapitel eine Darstellung der Grundlagen sowie der Anwendungen des Oberflächenstrukturierens. Dabei stehen zunächst die

physikalischen Grundlagen zur Wechselwirkung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit Metallen im Mittelpunkt. Diese bilden die Basis bei der späteren Deutung der aufgenommen Prozesssignalverläufe. Im Anschluss werden die verfahrenstechnischen Grundlagen erläutert.

Das dritte Kapitel verschafft einen Überblick über bisherige Konzepte der Prozessüberwachung beim Laserschweißen und Laserbohren. Einige Ideen hieraus werden in den folgenden Kapiteln aufgegriffen. Weiterhin sollen wichtige, in der Literatur beschriebene, experimentelle Methoden zur Erlangung des Prozessverständnis beim Laserabtrag näher erläutert werden. Schließlich erfolgt die Beschreibung der Struktureigenschaften, wie sie für die betrachteten Strukturen relevant sind.

Kapitel vier stellt die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Systemtechnik und experimentellen Aufbauten vor. Diese dienen der Erfassung der vom Prozess ausgesandten Signale. Darüber hinaus werden die im Anschluss verwendeten Algorithmen zur Signalaufbereitung und -auswertung beschrieben.

In den nächsten drei Kapiteln folgt die Darstellung der experimentellen Ergebnisse zu den untersuchten Zusammenhängen zwischen ausgesandten Prozesssignalen und den Struktureigenschaften. Dabei beginnt das fünfte Kapitel mit einer spektroskopischen Analyse der optischen Prozessemission beim Laserabtrag. Anschließend wird das mittels einer Photodiode koaxial erfasste Signal des Prozessleuchtens für unterschiedliche Bearbeitungsparameter aufgezeigt und Erklärungen für die jeweiligen Signalverläufe gegeben. Dies bildet die Grundlage für anknüpfende Betrachtungen zur Korrelation gewisser Signaleigenschaften mit den Merkmalen der erzeugten Näpfchenstruktur. Ferner erfolgt eine Analyse des Zusammenhangs der zur Bearbeitung verwendeten Prozessparameter mit den Signaleigenschaften. Schließlich endet das Kapitel mit einer Diskussion zu den Umsetzungsmöglichkeiten der gefundenen Resultate in einem Fertigungsablauf.

Das folgende Kapitel sechs beschreibt die zweidimensionale, koaxiale Erfassung der optischen Prozessemission mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera. Nach der Deutung der aufgezeichneten Bilderserien wird untersucht, inwieweit sich aus den Bildinformationen Rückschlüsse auf den Durchmesser der erzeugten Struktur schließen lassen. Letztlich schließt sich ebenfalls eine Betrachtung zu den Realisierungsmöglichkeiten in einem Serienprozess an.

Kapitel sieben behandelt die Analyse der von der Materialprobe ausgesandten thermischen Strahlung. Es wird geprüft, ob sich aus den Aufnahmen der bearbeiteten Oberfläche mit einer Thermografiekamera Hinweise auf mögliche Schmelzaufwürfe ergeben. Da sich Schmelzaufwürfe einfacher mit einem Kurzpulslaser ge-

nerieren lassen, konzentriert sich die Betrachtung zunächst auf derartig erzeugte Strukturen. Darauf folgend wird versucht, die gewonnen Ergebnisse auf die Bearbeitung mit einem Ultrakurzpulslaser zu übertragen. Auch jenes Kapitel schließt mit einer Diskussion zu den Umsetzungsoptionen.

Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse und gibt einen Ausblick auf weiterführende Untersuchungsmöglichkeiten.

2. Grundlagen zum Oberflächenstrukturieren mittels Ultrakurzpulslasern

Das Oberflächenstrukturieren lässt sich nach der Norm DIN 8580 in der Übersicht der Fertigungsverfahren zu den abtragenden Verfahren der Hauptgruppe Trennen zuordnen [1, 2]. Als Abtragen bezeichnet man das dreidimensionale Entfernen von Material ausgehend von der Werkstückoberfläche. Hierbei sind im Gegensatz zum Bohren die Aspektverhältnisse der Strukturen klein und es wird kein Durchbruch im Material erzielt [3]. In den letzten Jahren ist der Einsatz von Lasersystemen als Fertigungswerkzeug zur Erzeugung präziser Mikrostrukturen zunehmend interessanter geworden. Dieses Kapitel gibt zunächst einen Überblick über derzeitige und zukünftige Anwendungen des Strukturierens von Oberflächen. Weiterhin wird auf die für diese Arbeit relevanten physikalischen und verfahrenstechnischen Grundlagen zum Oberflächenstrukturieren eingegangen.

2.1. Industrielle Anwendungen des Oberflächenstrukturierens

Durch die Realisierung industrietauglicher Ultrakurzpulslaserquellen, gewinnt das Strukturieren von Oberflächen als lasergestütztes Fertigungsverfahren verstärkt an Bedeutung. Die Entwicklungen der Lasertechnologien in den letzten Jahren gestatten es heute, diese moderne Fertigungstechnologie wirtschaftlich einzusetzen, um die Konkurrenzfähigkeit der Produkte zu erhöhen. Ultrakurze Laserpulse ermöglichen einen selektiven Materialabtrag bei minimaler thermischer Beeinflussung des zu bearbeitenden Werkstücks. Populistisch wird dies oftmals als „kalte Ablation“ bezeichnet. Sie erlaubt für die Fertigung im Mikrobereich höchste Qualität bei einer Vielzahl von Materialien [4].

So kann der Ultrakurzpulslaser zur Verbesserung von tribologischen Eigenschaften funktionaler Oberflächen eingesetzt werden. Dies betrifft zum Beispiel Lager, insbesondere Gleitlager, Laufflächen oder auch Gelenksysteme, bei welchen man Öle oder auch viskose Fette als Schmiermittel einsetzt. Allein die mechanischen Verluste (Reibung) bedingt durch die Lager in einem Zwei-Liter-Pkw-Dieselmotor können bis zu 20 % der Gesamtreibungsverluste des Motors ausmachen [5]. Durch das Einbringen von Mikrostrukturen auf die Oberfläche von einem der beteiligten Reibungspartner kann ein definiertes Rückhaltevolumen für den Schmierstoff geschaffen werden. Beim Durchfahren des Mischreibungsgebietes hilft dann der zusätzliche Schmierstoff, den Verschleiß und auch die Reibung zu vermindern [6, 7, 8, 9]. Die hohe Flexibilität des Lasers ermöglicht hierbei eine an das Verschleißbild angepasste, individuelle Strukturgeometrie und Strukturverteilung.

Auch in der Druckindustrie lässt sich der Ultrakurzpulslaser zielführend einsetzen. Die metallischen Druckwalzen sind auf ihrer Oberfläche übersät mit mikroskopischen Strukturen, welche die Farbe aufnehmen und zum Substrat bringen. Laserpulse haben großes Potential, die vielfach bisher verwendete Ätztechnik zum Einbringen dieser Strukturen abzulösen [10]. Die Vorteile beim Laserablatieren liegen in der hohen Präzision und der sehr guten Reproduzierbarkeit der Strukturgeometrie, welche letztlich die gespeicherte Farbmenge bestimmt. Weiterhin ist es möglich, durch Formung des Strahlprofils die Strukturform zu bestimmen [11]. Hierdurch lassen sich die einzelnen Druckwalzen auf das jeweilige zu bedruckende Substrat optimal anpassen.

Die beiden zuvor erwähnten Applikationen stehen hauptsächlich im Hintergrund für die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit. Darüber hinaus lassen sich zahlreiche weitere industrielle Anwendungen von ultrakurz-gepulsten Lasersystemen als flexible, berührungslos und materialschonend arbeitende Fertigungswerkzeuge bei der Herstellung von kleinsten Sensoren [12, 13], in der Halbleiterindustrie [14, 15] und auch im medizinischen Bereich zum Abtrag von Gewebe [16, 17, 18] finden.

Ein Anwendungsfall, bei dem die von einem Ultrakurzpulslaser erzeugte Struktur nur Mittel zum Zweck ist, stellt die kontrollierte Synthese von dünnen Schichten aus Nanopartikeln dar. Wie in Abschnitt 2.2.3 noch näher erläutert wird, bestehen in einem bestimmten Parameterbereich die Abtragsprodukte bei der Bearbeitung mit Ultrakurzpulslasern überwiegend aus Nanopartikeln [19]. Trifft der Laser in einem größeren Winkel zur Normalen der Werkstückoberfläche auf diese, lässt sich ein Schichtträger oberhalb der Bearbeitungszone platzieren, so dass sich die beim

Abtragsprozess ausgesandten Nanopartikel dort anlagern können. Da nur ein äußerst geringes und über die Prozessparameter kontrollierbares Volumen pro Laserpuls abgetragen wird, ermöglicht dieses Verfahren die Herstellung einer definierten Schichtdicke aus den Abtragsprodukten auf dem Trägermaterial.

Ferner sei noch auf eine industrielle Anwendung des Kurzpulslasers – ebenfalls zur gezielten Beeinflussung von tribologischen Eigenschaften – hingewiesen. Aufgrund seiner längeren Pulsdauer entstehen bei der Wechselwirkung mit Metallen Aufwürfe mit einer Höhe von mehreren Mikrometern um die Wechselwirkungszone, siehe dazu Abschnitt 2.2.3. Reiht man eine Vielzahl dieser Strukturen aneinander ergibt sich ähnlich wie beim Sandstrahlen eine raue Oberfläche. In der Automobilindustrie wird dieses Verfahren beispielsweise zur Erhöhung des übertragbaren Drehmomentes bei Stirn-Press-Verbindungen eingesetzt. Dabei graben sich beim Fügen die gehärteten Aufwürfe der strukturierten Oberfläche in den Gegenpartner ein, während beide Bauteile miteinander verschraubt werden. Die alleinige Vorspannkraft der Schraubverbindung würde ohne die reibungserhöhende Maßnahme der Oberflächenstrukturierung nicht ausreichen, um ein Verdrehen der Bauteile gegeneinander zu verhindern.

Zusammenfassend sei bemerkt, dass man den Ultrakurzpulslaser trotz seiner erst jüngst nachgewiesenen industriellen Tauglichkeit bereits bei den vielfältigsten Applikationen finden kann. In der Zukunft werden sich diese sicherlich weiter vertiefen und signifikant erweitern, so dass durch den Einsatz dieser Lasersysteme mit der Erschließung neuer, innovativer Anwendungsfelder zu rechnen ist. Hierbei wird weiterhin auch die Qualitätsüberwachung beim Fertigungsprozess von entscheidender Bedeutung sein.

2.2. Physikalische Grundlagen beim Strukturieren mit Laserpulsen

2.2.1. Elektromagnetische Strahlung und deren Wechselwirkung mit Materie

Laserstrahlung als elektromagnetische Strahlung kann klassisch im Rahmen der Maxwell-Gleichungen beschrieben werden. Als eine der bedeutendsten Erkenntnisse aus der Maxwellschen Theorie geht hervor, dass sich elektromagnetische Felder

im Vakuum mit Lichtgeschwindigkeit $c_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ ausbreiten können [20]. So lässt sich als eine Lösung der homogenen Wellengleichung im Vakuum

$$\Delta \vec{E} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \tag{2.1}$$

die ebene periodische Welle

$$\vec{E}\left(\vec{r}, t\right) = \vec{E_0}\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\left(\vec{k_0} \cdot \vec{r} - \omega t\right)} \tag{2.2}$$

ermitteln. Deren Realteil beschreibt eine elektromagnetische Welle, welche charakterisiert ist durch die Amplitude $\vec{E_0}$ und die mit der Vakuum-Wellenlänge λ_0 zusammenhängende Kreisfrequenz

$$\omega = \frac{2\pi c_0}{\lambda_0} = \left|\vec{k_0}\right| c_0 \ . \tag{2.3}$$

Die Ausbreitung dieser Welle erfolgt in Richtung des Wellenvektors $\vec{k_0}$ mit der Phasengeschwindigkeit

$$v_{\mathrm{ph}} = \frac{\omega}{\left|\vec{k_0}\right|} = c_0 \ . \tag{2.4}$$

Propagiert eine elektromagnetische Welle durch ein Medium, so wechselwirkt diese mit den vorhanden Ladungsträgern. Hierbei spielen die jeweiligen Materialeigenschaften, insbesondere die elektrische Leitfähigkeit σ, die relative Permittivität ε_{r} (Maß für die Abschwächung der elektrischen Feldstärke) und die relative Permeabilität μ_{r} (Maß für die Durchlässigkeit von magnetischen Feldern), eine entscheidende Rolle. Erweitert man deshalb die Maxwell-Gleichungen um die Materialgleichungen, so erhält man schließlich für die Wellengleichung in leitenden Medien

$$\Delta \vec{E} - \varepsilon_0 \varepsilon_{\mathrm{r}} \mu_0 \mu_{\mathrm{r}} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \mu_{\mathrm{r}} \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \ . \tag{2.5}$$

Der zusätzliche Term im Vergleich zur Vakuum-Wellengleichung (2.1) entspricht dem Dämpfungsterm in der Bewegungsgleichung eines gedämpften Oszillators. Dieses klassische Modell für die absorbierenden oder emittierenden Atome gewährt eine guten Einblick in die physikalischen Phänomene, die bei elektromagnetischen Wellen in Materie auftreten [21]. Bevor näher auf dieses Modell eingegangen wird, soll zunächst die Lösung von Gleichung (2.5) betrachtet werden. Diese lässt sich durch die Einführung einer komplexen relativen Permittivität $\varepsilon_{\mathrm{r}}' = \varepsilon_{\mathrm{r}} + \mathrm{i}\frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega}$ und ei-

nes sich daraus ergebenden komplexen Brechungsindex $n' = n + \mathrm{i}\varkappa$ und komplexen Wellenvektors

$$\vec{k} = n'\vec{k_0} = (n + \mathrm{i}\varkappa)\vec{k_0} \; . \tag{2.6}$$

finden [20]. Die Lösung der Wellengleichung in leitenden Medien (2.5) besitzt dann die Form

$$\begin{aligned} \vec{E}\left(\vec{r}, t\right) &= \vec{E_0}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\left(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t\right)} && (2.7)\\ &= \vec{E_0}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\left((n+\mathrm{i}\varkappa)\vec{k_0}\cdot\vec{r}-\omega t\right)} && (2.8)\\ &= \vec{E_0}\,\mathrm{e}^{-\varkappa\vec{k_0}\cdot\vec{r}}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\left(n\vec{k_0}\cdot\vec{r}-\omega t\right)} \; . && (2.9) \end{aligned}$$

Der Realteil beschreibt eine elektromagnetische Welle, die mit der Phasengeschwindigkeit

$$v_{\mathrm{ph}} = \frac{\omega}{n\left|\vec{k_0}\right|} = \frac{c_0}{n}$$

in Richtung von $\vec{k_0}$ propagiert und deren Amplitude $\vec{E_0}$ in Ausbreitungsrichtung exponentiell gedämpft wird (Absorption). Hieraus folgt, dass die eingestrahlte Intensität $I = c_0\varepsilon_0\left|\vec{E}\right|^2$ der elektromagnetischen Welle entsprechend dem Lambert-Beersche Absorptionsgesetz

$$I\left(z\right) = I_0\,\mathrm{e}^{-\alpha z} \tag{2.10}$$

mit zunehmender Eindringtiefe z abnimmt. Dabei wird die Größe[1]

$$\alpha = 2\varkappa\left|\vec{k_0}\right| = \frac{4\pi\varkappa}{\lambda} \tag{2.11}$$

als Absorptionskoeffizient und $\varkappa$ als Extinktionskoeffizient bezeichnet. Ihr Kehrwert

$$l_\alpha = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda}{4\pi\varkappa} \tag{2.12}$$

definiert die Tiefe, in der die Intensität auf den $1/\mathrm{e}$'ten Bruchteil abgefallen ist und wird Absorptionslänge oder optische Eindringtiefe genannt. Bei Metallen liegt die Absorptionslänge für die üblichen Laserwellenlängen im Bereich von wenigen bis einigen zehn Nanometern [22]. Die Energieaufnahme durch die Absorption erfolgt daher typischerweise nur in einer sehr dünnen oberflächennahen Schicht.

Die physikalischen Prozesse bei der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie sind stark stoffabhängig. So kann es insbesondere bei Gasen

[1] Der Übersicht halber soll im Folgenden auf den Index bei der Vakuum-Wellenlänge verzichtet werden. Es bleibt aber stets diese gemeint $\lambda \equiv \lambda_0$.

und Flüssigkeiten zu elektronischen Anregungen, aber auch zu höheren Schwingungs- und Rotationszuständen von Molekülen kommen. In einem Festkörper hingegen wechselwirkt die elektromagnetische Strahlung direkt nur mit den Elektronen. Die im Kristallgitter gebundenen Rumpfionen sind zu träge, um den Schwingungen des elektrischen Feldes folgen zu können. Metalle im Speziellen charakterisieren sich dadurch, dass Valenzelektronen leicht abgegeben werden. Diese können sich dann als sogenanntes Elektronengas frei durch das Gitter der Rumpfionen bewegen. Im Rahmen des klassischen Modells (Drude-Lorentz-Theorie) bewirkt die Bestrahlung der Metalle mit elektromagnetischen Wellen, dass die frei-beweglichen Elektronen im elektrischen Feld beschleunigt werden und eine gerichtete Bewegung ausführen. Diese wird wiederum gedämpft durch die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kristallgitter und untereinander [23]. Näheres zur Thermalisierung folgt in Abschnitt 2.2.2. Es ergibt sich somit für die Elektronen eine Bewegungsgleichung für die gedämpfte Oszillation, vgl. Gleichung (2.5). Es sei ergänzt, dass Elektronen auch durch den Prozess der inversen Bremsstrahlung Energie von Photonen aufnehmen können [24].

Neben der Absorption, dem entscheidenden Wechselwirkungsprozess zum Deponieren von Energie im Werkstück, spielt auch die Reflexion eine wesentliche Rolle für die Lasermaterialbearbeitung. Trifft elektromagnetische Strahlung im Winkel θ_e auf die Grenzfläche zwischen Luft mit $n_1' = 1$ und einem Metall mit $n_2' = n_2 + \mathrm{i}\varkappa_2$, so dringt ein gewisser Anteil A der Strahlung in das Metall ein und ein weiterer Anteil R wird unter dem Winkel $\theta_\mathrm{r} = \theta_\mathrm{e}$ reflektiert. Für den transmittierten Anteil gilt das Snellius'sche Brechungsgesetz in der Form

$$\sin\theta_\mathrm{t} = \frac{1}{n_2'}\sin\theta_\mathrm{e}\ . \tag{2.13}$$

Allerdings wird θ_t aufgrund des komplexen Brechungsindex n_2' ebenfalls komplexwertig und besitzt somit nicht mehr die einfache Bedeutung eines Brechungswinkels [25]. Bei der Bestimmung des Reflexionsgrades R spielt weiterhin die Polarisationsrichtung der einfallenden Welle eine entscheidende Rolle. Hierbei wird die Polarisationsrichtung unterschieden in parallel $\parallel$ und senkrecht $\perp$ bezüglich der Einfallsebene (Ebene, die durch den einfallenden und den reflektierten Strahl gebildet wird). Aus den Randbedingungen für elektromagnetische Felder ergeben sich letztlich die Reflexionsgrade bezüglich der Intensitäten $I = c_0\varepsilon_0\left|\vec{E}\right|^2$ der Strahlung

zu

$$R_\perp = \left(\frac{I_\mathrm{r}}{I_\mathrm{e}}\right)_\perp = \frac{\left|\vec{E}_{\mathrm{r}\perp}\right|^2}{\left|\vec{E}_{\mathrm{e}\perp}\right|^2} = \left|\frac{n_2' \cos\theta_\mathrm{t} - \cos\theta_\mathrm{e}}{n_2' \cos\theta_\mathrm{t} + \cos\theta_\mathrm{e}}\right|^2 \tag{2.14}$$

$$R_\parallel = \left(\frac{I_\mathrm{r}}{I_\mathrm{e}}\right)_\parallel = \frac{\left|\vec{E}_{\mathrm{r}\parallel}\right|^2}{\left|\vec{E}_{\mathrm{e}\parallel}\right|^2} = \left|\frac{n_2' \cos\theta_\mathrm{e} - \cos\theta_\mathrm{t}}{n_2' \cos\theta_\mathrm{e} + \cos\theta_\mathrm{t}}\right|^2 . \tag{2.15}$$

Für senkrechten Einfall $\theta_\mathrm{e} = 0$ folgt aus Gleichung (2.13), dass $\theta_\mathrm{t} = 0$. Es kann keine Einfallsebene definiert werden. Aus Symmetriegründen gehen daher beide obigen Gleichungen in einander über und führen auf

$$R\left(\theta_\mathrm{e} = \theta_\mathrm{t} = 0\right) = R_{\theta_\mathrm{e}=0} = \left|\frac{n_2' - 1}{n_2' + 1}\right|^2 . \tag{2.16}$$

Somit ergibt sich für Metalle mit $n_2' = n + \mathrm{i}\varkappa$ in Umgebungsluft der Reflexionsgrad bei senkrechtem Lichteinfall zu

$$R_{\theta_\mathrm{e}=0} = \left|\frac{n + \mathrm{i}\varkappa - 1}{n + \mathrm{i}\varkappa + 1}\right|^2 = \frac{(n-1)^2 + \varkappa^2}{(n+1)^2 + \varkappa^2} . \tag{2.17}$$

Zu beachten ist, dass sowohl der Realteil n, wie auch der Imaginärteil $\varkappa$ des Brechungsindex und folglich auch $R \equiv R(\lambda)$ von der Wellenlänge λ der einfallenden Strahlung abhängt. Für Eisen, dem Hauptbestandteil von Stahl, gilt bei $\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$: $n = 3{,}24$ und $\varkappa = 4{,}26$ [26]. Es ergibt sich somit nach Gleichung (2.17) für den senkrechten Lichteinfall ein Reflexionsgrad von

$$\text{Eisen:} \qquad R_{\theta_\mathrm{e}=0}\left(\lambda = 1030\,\mathrm{nm}\right) = 0{,}64 . \tag{2.18}$$

Die Absorptionslänge errechnet sich gemäß Gleichung (2.12) zu

$$\text{Eisen:} \qquad l_\alpha\left(\lambda = 1030\,\mathrm{nm}\right) = 19\,\mathrm{nm} . \tag{2.19}$$

Aufgrund des relativ hohen Extinktionskoeffizienten $\varkappa$ und der damit einhergehenden geringen Absorptionslänge l_α kann die Transmission bei den üblichen Materialstärken $b \gg l_\alpha$ durch das Werkstück vernachlässigt werden. Der restliche Strahlungsanteil von

$$\text{Eisen:} \qquad A_{\theta_\mathrm{e}=0}\left(\lambda = 1030\,\mathrm{nm}\right) = 1 - R_{\theta_\mathrm{e}=0}\left(\lambda = 1030\,\mathrm{nm}\right) = 0{,}36 \tag{2.20}$$

trägt zur Deponierung von Energie in das Werkstück bei. Für eine ausführliche Behandlung zur Energieeinkopplung von Laserstrahlung ins Werkstück sei auf [27] verwiesen. Weiterhin sei bemerkt, dass die angegebenen Werte für den Brechungsindex und den Extinktionskoeffizienten für perfekt reines und sauberes Eisen mit glatter Oberfläche, frei von jeglichen Oxiden, gilt. In der realen Anwendung haben die exakte chemische Zusammensetzung, die Temperatur, die Oberflächenrauheit, eventuelle Oxidschichten und Verschmutzungen oder Defekte einen entscheidenden Einfluss auf das Absorptionsverhalten [28, 29, 30, 31].

2.2.2. Wärmeleitung in Metallen

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, wird die eingebrachte Laserstrahlung durch die im metallischen Festkörper vorhandenen freien Elektronen absorbiert. Dies geschieht aufgrund der geringen Masse und der hohen Beweglichkeit der Elektronen innerhalb weniger Femtosekunden. Im Anschluss erfolgt die Thermalisierung, dass heißt die Weitergabe der absorbierten Energie des Elektronensystems an das umgebende Kristallgitter. Dieser Wechselwirkungsprozess erfolgt im Wesentlichen durch Elektron-Phonon-Kopplung. Aufgrund der hohen Massenunterschiede zwischen den Elektronen und den Ionen wird jedoch pro Elektron-Ion Stoß nur ein geringer Teil der kinetischen Energie des Elektrons an das Ion abgegeben. Die sogenannte Elektron-Phonon-Relaxationszeit τ_{ep} ist ein Maß für die Stärke dieser Kopplung. Diese Größe ist materialabhängig und liegt bei Metallen mit starker Elektron-Phonon-Kopplung, wie zum Beispiel Eisen, bei $\tau_{\mathrm{ep}} \approx 0{,}5\,\mathrm{ps}$. Bei Metallen mit schwacher Kopplung, wie Aluminium oder Kupfer, liegt die Relaxationszeit im Bereich von 5 ps bis 10 ps [32]. Es bedarf des mehrfachen Ablaufes der Relaxationszeit, bis sich ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen dem Elektronensystem und dem Metallgitter einstellt. Angesichts dieser Tatsache spielt die Laserpulsdauer τ_{H} eine entscheidende Rolle für die im bestrahlten Festkörper ablaufenden Prozesse.

Ist die Laserpulsdauer viel größer als die Elektron-Phonon-Relaxationszeit, was bei den sogenannten Kurzpulslasern mit Pulsdauern im ns-Bereich der Fall ist, so herrscht auch während des Laserpulses ein thermisches Gleichgewicht zwischen dem Elektronensystem und dem Metallgitter. Das Gitter wird weitestgehend gemäß der zeitlichen Energieverteilung des einstrahlenden Laserpulses erwärmt. Die Pulsdauer bestimmt demzufolge die thermische Wechselwirkungszeit. Somit können während dieses Prozesses die Elektronen und das Metallgitter durch eine einheitliche Temperatur beschrieben werden. Die Anwendung der klassischen Ein-Temperatur-

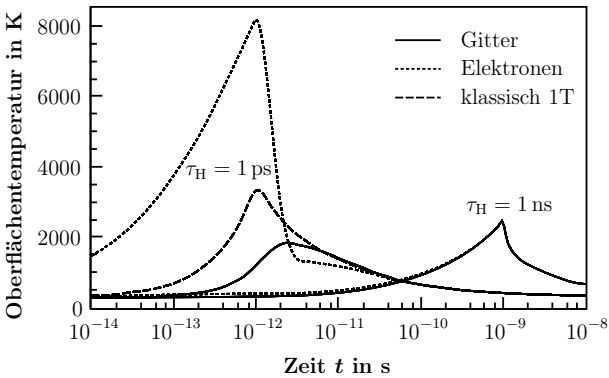


Abbildung 2.1.: Vergleich des Ein-Temperatur- und Zwei-Temperatur-Modells für die zeitliche Entwicklung der Oberflächentemperatur während und nach der Absorption eines Laserpulses mit der Dauer von $\tau_H = 1\,\text{ps}$ ($AH = 10\,\text{mJ/cm}^2$) beziehungsweise $\tau_H = 1\,\text{ns}$ ($AH = 100\,\text{mJ/cm}^2$) am Beispiel von Aluminium. Beim ultrakurzen Laserpuls ergibt das Zwei-Temperatur-Modell bis circa 100 ps deutliche Unterschiede zwischen der Elektronentemperatur (gepunktet) und der Temperatur des Metallgitters (durchgezogen). Beim Nanosekundenpuls ist der Unterschied hingegen vernachlässigbar. Entnommen aus [35]

Beschreibung der Wärmeleitung im Festkörper ist deshalb gerechtfertigt. Dabei ist zu bemerken, dass ein Teil der Wärme auch in die nicht direkt bestrahlten Bereiche des Festkörpers diffundiert.

Für ultrakurze Laserpulse mit $\tau_H < \tau_{ep}$ kann sich während der Dauer des Laserpulses kein thermisches Gleichgewicht zwischen dem Elektronensystem und den Metallgitter einstellen. Zunächst sind es ausschließlich die Elektronen, die die gesamte absorbierte Energie aufnehmen und sich dementsprechend erhitzen. Das Metallgitter bleibt erst einmal unbeeinflusst von der eingestrahlten Energie bei seiner Ausgangstemperatur. Erst nach einem Vielfachen der Relaxationszeit τ_{ep}, wenn der Laserpuls bereits vorbei ist, hat die Thermalisierung statt gefunden und Elektronen und Gitter besitzen annähernd die gleiche Temperatur. Bis dorthin hat sich für die Beschreibung der Wärmeleitungsvorgänge das sogenannte Zwei-Temperatur-Modell durchgesetzt [33, 34, 35]. Es ordnet den Elektronen und dem Metallgitter jeweils eine eigene Temperatur zu.

In [35] wurde für die beiden Modelle die zeitliche Entwicklung der Oberflächentemperatur während und nach dem Auftreffen eines Laserpulses verglichen, siehe Abbildung 2.1. Im Zwei-Temperatur-Modell ergibt sich für die Tempera-

tur der Elektronen ein deutlicher Anstieg während der Dauer des Laserpulses von $\tau_{\mathrm{H}} = 1\,\mathrm{ps}$. Die Temperatur des Gitters erreicht ihr Maximum um etwa eine Relaxationszeit τ_{ep} verzögert. Elektronen und Gitter besitzen circa 100 ps nach Pulsende die gleiche Temperatur. Ab diesem Zeitpunkt verlaufen die berechnete Temperatur aus dem Ein-Temperatur-Modell und die berechneten Temperaturen aus dem Zwei-Temperatur-Modell nahezu deckungsgleich. Wie ebenfalls in Abbildung 2.1 dargestellt, ist dies für einen Laserpuls im Nanosekundenbereich über den gesamten Zeitbereich der Fall. Gitter und Elektronensystem heizen sich gleichermaßen durch den Laserpuls auf – es besteht zu jeder Zeit ein thermisches Gleichgewicht. Dies rechtfertigt die Anwendung des Ein-Temperatur-Modells für Kurzpulslaser. Für ultrakurze Laserpulse ist hingegen das Zwei-Temperatur-Modell anzuwenden.

Die makroskopische Wärmeleitung innerhalb des Festkörpers wird durch den materialspezifischen Wert der Temperaturleitfähigkeit k bestimmt. Mit dessen Hilfe lässt sich die so genannte thermische Diffusionslänge oder auch thermische Eindringtiefe

$$l_{\mathrm{th}} = 2\sqrt{k\tau} \tag{2.21}$$

definieren. Sie ist ein von der Wechselwirkungszeit τ abhängiges Maß für die Eindringtiefe der Wärme in das Material. Für den im Rahmen dieser Arbeit häufig als Werkstoff verwendeten Stahl ergibt sich bei einer Wechselwirkungszeit von $\tau = \tau_{\mathrm{H}} = 8\,\mathrm{ps}$ die thermische Eindringtiefe zu

$$\text{C45-Stahl:} \qquad l_{\mathrm{th}} = 14\,\mathrm{nm} \tag{2.22}$$

[36]. Bei den gängigen Metallen liegt dieser Wert für $\tau = 8\,\mathrm{ps}$ im Nanometerbereich und ist somit vergleichbar mit der optischen Eindringtiefe l_α, siehe Gleichung (2.19). Für Laser mit längeren Pulsdauern, insbesondere auch Kurzpulslaser, ist hingegen die thermische Eindringtiefe zumeist wesentlich größer als die optische.

Die Art der Wärmeleitung im Festkörper durch die Laserbearbeitung kann mithilfe des Vergleichs der thermischen Diffusionslänge l_{th} zum verwendeten Laserstrahldurchmesser auf der Materialoberfläche d_{L} abgeschätzt werden. Gilt $d_{\mathrm{L}} \ll l_{\mathrm{th}}$, so handelt es sich um ein dreidimensionales Wärmeleitungsproblem. Die Wärmequelle kann als punktförmig angenommen werden und die Isothermen breiten sich halbkugelförmig im Material aus. Ist hingegen $d_{\mathrm{L}} \gg l_{\mathrm{th}}$, was in der vorliegenden Arbeit stets zutrifft, so kann die Wärmeleitung als eindimensional betrachtet werden. In diesem Fall verlaufen die Isothermen parallel zur Werkstückoberfläche und

breiten sich weitestgehend senkrecht zu dieser aus.

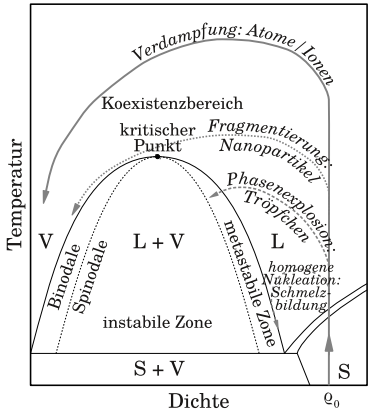
2.2.3. Lasermaterialabtrag

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, bewirkt die oberflächennahe Absorption von ultrakurzen Laserpulsen eine lokale, sehr schnelle Erhitzung des bestrahlten Werkstückes. Dabei herrschen auf sehr kurzen Zeitskalen thermodynamisch extreme Bedingung, welche weit entfernt sind vom thermischen Gleichgewichtszustand, siehe dazu Abbildung 2.1. Dies bedingt je nach Energiedichte, Pulsdauer der einfallenden Laserpulse und Tiefe im Material eine Vielzahl von ablaufenden physikalischen Prozessen, die sich teilweise auch gegenseitig beeinflussen und schließlich zum Materialabtrag führen. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick zu den relevanten Modellvorstellungen bei der Metallbearbeitung mit Ultrakurzpulslasern gegeben werden.

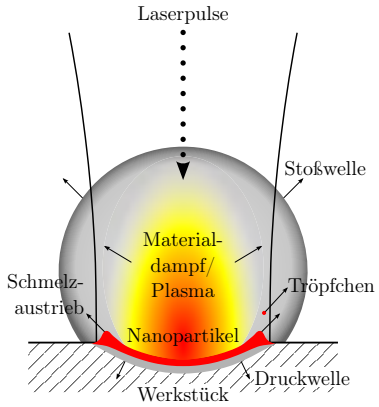
Die Erwärmung der bestrahlten Oberflächenschicht erfolgt bei annähernd konstanter Dichte ϱ_0 aufgrund der Kürze des Laserpulses isochor auf Temperaturen oberhalb des kritischen Punktes. Nach dem Ende des Laserpulses befinden sich somit die Materialschichten in einem superkritischen Zustand unter enorm großen Druck. Jener hochgradig instabile Zustand baut sich im Weiteren durch adiabatische Abkühlung ab. Dies ist verbunden mit der Expansion des Materials. Abbildung 2.2a verdeutlicht in einem Dichte-Temperatur-Phasendiagramm die unterschiedlichen Möglichkeiten der adiabatischen Abkühlung je nach Größe der absorbierten Energie und Bearbeitungsparameter.

Unmittelbar an der Oberfläche kommt es direkt zur Verdampfung und Ionisation des Materials und somit zur Aussendung von Atomen und Ionen. Dies sollte weniger als thermischer Prozess verstanden werden, sondern eher als ein Aufbrechen der interatomaren Bindungen aufgrund der hohen Energiedichten [37]. Während des Verdampfens nimmt das Volumen schlagartig zu und der Materialdampf breitet sich mit Expansionsgeschwindigkeiten von bis zu einigen $10^4\,\mathrm{m/s}$ aus [41, 42]. Dadurch wird zum einen die umliegende Atmosphäre derart stark komprimiert, dass es zur Ausbildung einer sogenannten Stoßwelle kommt, welche den eigentlichen Abtragsprodukten voraus eilt. Zum anderen erzeugt der Rückstoß der verdampften Atome eine Druckwelle im darunterliegenden Festkörper, welche sich mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet und durchaus zur mechanischen Schädigung des Materials führen kann [43].

Über den Prozess des Verdampfens wird allerdings nur ein geringer Anteil ablatiert. Simulationen nach den Methoden der Molekulardynamik [44, 45] und experi-



(a) Dichte-Temperatur-Phasendiagramm mit den Trajektorien der unterschiedlichen thermodynamischen Prozessabläufe beim Lasermaterialabtrag (Pfeillinien). Im Anschluss an eine isochore Erwärmung bei der Ausgangsdichte ϱ_0 folgt je nach Bearbeitungsparameter beziehungsweise Anteil der absorbierten Energie eine unterschiedliche adiabatische Expansion. Dies resultiert in verschiedenen Abtragsprodukten. Thermodynamische Phasen: fest (S), flüssig (L), gasförmig (V). Nach [37, 38, 39]



(b) Schematische Darstellung der beim Laserabtragen ablaufenden Prozesse. Die vom Werkstück absorbierte Strahlung führt je nach Parameter zum Verdampfen, zur Fragmentierung, zum Schmelzen und/oder zur Tröpfchenbildung des Materials. Die schnelle Expansion des Materialdampfes bewirkt zum einen in der umgebenden Atmosphäre eine Stoßwelle und zum anderen im Festkörper eine Druckwelle. Weiterhin kann durch die Expansion Schmelze aus der Abtragszone getrieben werden, was unter Umständen zur Gratbildung an der Oberfläche des Werkstückes führt. Nach [35, 40, 22]

Abbildung 2.2.: Bei der Lasermikrobearbeitung von Metallen erfolgt der Materialabtrag in einem komplexen Zusammenspiel unterschiedlicher physikalischer Prozesse, welche sich in einem Phasendiagramm darstellen lassen.

mentelle Beobachtungen [41] bei schwellnahen Energiedichten haben gezeigt, dass der Hauptteil durch die sogenannte Fragmentierung in Form von Nanopartikeln und Clustern emittiert wird. Von Fragmentierung spricht man bei der strukturellen Umordnung der Abtragsprodukte zur Kompensation von Inhomogenitäten, welche durch die schnelle Erwärmung entstanden sind [37]. Die Nanopartikel besitzen eine Größe von einigen nm bis zu einigen 100 nm und expandieren mit Geschwindigkeiten von ungefähr $10^2 - 10^3$ m/s [38, 46]. Für Laserpulse im ps-Bereich verläuft der Prozess, wie im Phasendiagramm 2.2a eingezeichnet, relativ nahe am kritischen Punkt. Nähere Betrachtungen, insbesondere zur Expansion der Abtragsprodukte, folgen in Abschnitt 3.2.

In den tieferen vom Laserpuls beeinflussten Materialschichten, in welchen entsprechend dem Absorptionsgesetz (2.10) nur noch ein Bruchteil der Pulsenergie zur Verfügung steht, wird der kritische Punkt im Phasendiagramm 2.2a nicht überschritten. Jenes gilt insbesondere auch für längere Pulse von mehreren 100 ps Dauer und Nanosekundenpulse, da bei längeren Pulsdauern das System eher der Anregung folgen kann und somit den Pfad der isochoren Erwärmung frühzeitig verlässt. Dies bewirkt das Eintreten in die schmelzflüssige Phase. Deren Bildung beginnt beim Erreichen der Schmelztemperatur an Störstellen im Kristallgitter (heterogene Nukleation). Wird die Schmelztemperatur um das circa 1,5-fache überschritten, so kommt es zur homogenen Nukleation, bei welcher sich der gesamte Volumenbereich verflüssigt [47]. Weiterhin kann die absorbierte Energie so groß sein, dass es über den Zustandsraum der schmelzflüssige Phase hinaus zur Überhitzung (Super-Heating) der Schmelze kommt. Hierbei tritt das System in die metastabile Zone der flüssigen und gasförmigen Phase ein. Mit dem Überschreiten dieser Grenze (Binodale) kommt es wiederum zunächst an Störstellen zur Gasblasenbildung. Deren Größe und Häufigkeit wächst umso mehr, je dichter sich das System an der Spinodalen beziehungsweise am kritischen Punkt befindet. Jener metastabile Zustand kann sich in Form einer Phasenexplosion, oder auch explosives Sieden genannt, abbauen. Dies geht einher mit dem Auswurf von Schmelztropfen. Die Molekulardynamik-Simulationen zeigen, dass der Materialaustrieb durch Phasenexplosion bei schwellnahen Energiedichten zu vernachlässigen ist [44, 48]. In Experimenten mit Ultrakurzpulslasern bei schwellfernen Energiedichten und bei der Bearbeitung mit kurzen Laserpulsen lässt sich dieser Abtragsmechanismus jedoch eindeutig nachweisen [47, 49, 50].

In der Realität ist es aufgrund der Komplexität des Abtragsprozesses sicherlich schwierig, klare Grenzen zwischen den einzelnen zuvor beschriebenen Abtragsmechanismen zu ziehen. Es sollte daher, wie auch in der schematischen Skizze 2.2b illustriert, immer die Kombination aus mehreren Prozessen in Betracht gezogen werden.

Wie durch Modellrechnungen und Simulationen des Abtragsprozesses gezeigt werden konnte, wird auch beim Strukturieren von Metallen mit ultrakurz gepulsten Lasersystemen immer ein Teil der eingebrachten Energie als Wärme im Festkörper deponiert [35, 51]. Neben der Ablation des Materials kommt es daher an der verbleibenden Werkstückoberfläche entsprechend den vorherigen Erläuterungen zur Ausprägung einer dünnen Schmelzschicht, wobei deren Ausprägung maßgeblich von

den gewählten Laserparametern abhängt. Diese thermisch beeinflusste Zone tritt insbesondere bei der Bearbeitung mit Kurzpulslasern und mit Ultrakurzpulslasern hoher und mittlerer Energiedichte auf. Der sich bei der Bearbeitung abbauende Druck der übrigen Abtragsprodukte führt zu einer Verdrängung der Schmelze an den Rand des Abtragskraters, was schließlich bei Erstarrung an der Werkstückoberfläche in Gratbildung resultiert [35, 52, 53]. Während bei der Strukturierung zur Reibwerterhöhung dieser Effekt gewünscht und ausgenutzt wird, gilt es bei der Strukturerzeugung zur Reibwertminderung und vielen anderen Bearbeitungen mit hohen Qualitätsansprüchen, jeglichen Grat und thermische Beeinflussung der verbleibenden Materialoberfläche zu vermeiden beziehungsweise zu minimieren. Strategien hierzu werden in Abschnitt 2.3 erläutert.

2.2.4. Prozessleuchten

Die zur Lasermikromaterialbearbeitung eingesetzten Ultrakurzpulslasersysteme erreichen durch die räumliche sowie zeitliche Konzentration der Strahlungsenergie in und um den Fokus Leistungsdichten im Bereich von $10^{10} \ldots 10^{15}$ W/cm². Dies hat zur Folge, dass es sowohl im Umfeld der Abtragszone selbst wie auch in der Gasatmosphäre oberhalb dieser zur Anregung und darüber hinaus zur Ionisierung der Ablationsprodukte und Gasatomen und somit zur Plasmabildung kommen kann. Als Plasma bezeichnet man den gasförmigen Aggregatzustand, bei welchem das Vielteilchensystem auf mikroskopischer Ebene teilweise oder vollständig aus freien Ladungsträgern wie Elektronen und Ionen besteht. Makroskopisch gesehen ist ein Plasma nach außen elektrisch neutral. Die Art und der Entstehungsmechanismus von Plasmen bei der Laserbearbeitung sind stark abhängig von der verwendeten Leistungsdichte und der betrachteten Zeit nach Prozessbeginn [49]. Um die Bearbeitungspräzision bei der Oberflächenstrukturierung zu gewährleisten, werden typischerweise moderate Energiedichten unterhalb von 1 J/cm² verwendet. Für Laserpulse mit wenigen Pikosekunden an Dauer ergeben sich somit Leistungsdichten von einigen 10^{10} W/cm². Für diesen, im Rahmen der vorliegenden Arbeit relevanten Parameterbereich, sollen im Weiteren einige Modellvorstellung zur Plasmaentstehung näher erläutert werden.

Für die Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen postulieren Mao et al. die Existenz eines sogenannten „Early-Stage-Plasmas“ [54, 55, 56]. Dabei verlassen aufgrund der intensiven Lasereinstrahlung instantan eine Vielzahl von Elektronen die Oberfläche des bestrahlten Materials. Dies geschieht zum einen infolge der hohen thermischen Energie der Elektronen, vgl. Abschnitt 2.2.2, und zum anderen durch

den Multiphotonen-Photoeffekt, bei welchem mehrere Photonen zur Überwindung der Austrittsarbeit von einem Elektron absorbiert werden. Simulationen haben gezeigt, dass der zuletzt genannte Mechanismus für Pikosekundenpulse im infraroten Spektralbereich dominiert [57]. Diese freien Elektronen können während der Einstrahldauer über den Prozess der inversen Bremsstrahlung die Energie weiterer Photonen absorbieren. Der Absorptionskoeffizient dieses Prozesses ist proportional zu λ^2 und somit bei infraroten Laserwellenlängen besonders ausgeprägt. In Experimenten wurde beobachtet, dass die freien Photoelektronen kinetische Energien von teilweise über 100 eV besitzen [58]. Diese Energie geben sie im weiteren zeitlichen Verlauf zum einen in Form von Bremsstrahlung wieder ab und zum anderen durch Kollision mit Atomen des Umgebungsgases und der Abtragsprodukte, wodurch diese angeregt und/oder ionisiert werden (Stoßionisation). Im Fall der Ionisation stehen weitere freie Elektronen zur Verfügung. Dies kann eine Kettenreaktion, die sogenannte Avalanche- oder Kaskaden-Ionisation, bewirken. Das Early-Stage-Plasma spielt sich im Wesentlichen während der Pulsdauer und einige 100 ps nach dem Laserpuls ab. In „Pump-Probe-Experimenten“ wurde diese Plasmaerscheinung ab einer Leistungsdichte von circa $1{,}5 \cdot 10^{12}\,{}^{\mathrm{W}}/_{\mathrm{cm}^2}$ bei der Verwendung von 35 ps-Pulsen mittels Schattenaufnahmen direkt nachgewiesen [59, 49]. Es ist jedoch davon auszugehen, dass die oben beschriebenen physikalischen Phänomene sich in einem geringeren Maße auch bei den moderaten Leistungsdichten der Oberflächenstrukturierung abspielen. Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wird das „Early-Stage-Plasma“ jedoch eher eine untergeordnete Rolle spielen.

Die Absorption der intensiven Laserstrahlung in einer durch die optische Eindringtiefe begrenzten dünnen Oberflächenschicht, vgl. Gleichung (2.19), bewirkt innerhalb dieser Schicht die Existenz von energiereichen, quasi-freien Elektronen. Jene Elektronen regen durch Kollisionen wiederum die umgebenden Atome des Materials an beziehungsweise ionisieren diese. Dadurch, dass dieser Prozess im Gegensatz zum „Early-Stage-Plasma“ noch innerhalb des Materials statt findet, ist die Wahrscheinlichkeit für Kollisionen um ein Vielfaches größer. Mit zunehmender Thermalisierung steigt, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, die Temperatur in der Oberflächenschicht. Der Abtrag dieser energiegeladenen oberflächennahen Schicht bewirkt die räumlich Ausdehnung und gleichzeitige Abkühlung der Abtragsprodukte. Dies wird von diversen Leuchterscheinungen begleitet. Dabei senden wiederum die energiereichen, freien Elektronen über den Prozess der Bremsstrahlung Photonen aus. Die Bremsstrahlung zeichnet sich durch ein kontinuierliches, breitbandiges Spektrum aus. Besitzen die freien Elektronen schließlich nur noch eine geringe ki-

netische Energie, können sie mit den vorhandenen Ionen rekombinieren und unter Aussendung spektral diskreter Strahlung in den Grundzustand relaxieren. Des Weiteren liefert auch die thermische Strahlung der stark erhitzten Nanopartikel und Cluster, vgl. Abschnitt 2.2.3, einen Beitrag zur Prozessstrahlung. Diese Schwarzkörperstrahlung besitzt ebenfalls eine kontinuierliches Spektrum, dessen Charakteristik hauptsächlich durch die Temperatur der Nanopartikel bestimmt ist, näheres hierzu im folgenden Abschnitt. Jene während des Abtragens emittierte Bremsstrahlung und Emissionsstrahlung lässt sich über einen Zeitraum von mehreren 100 ns nach dem Bearbeitungspuls detektieren [41, 40, 60]. In der Literatur bezeichnet man sie zusammen häufig als Abtragsplasma oder Materialdampfplasma. Da jedoch die thermische Strahlung der Nanopartikel nicht aus einem Plasmazustand resultiert, soll im Rahmen dieser Arbeit allgemein von einem Abtragsleuchten gesprochen werden. Jenes Abtragsleuchten ist die dominierende optische Prozessemission bei den hier behandelten Verfahren zur Oberflächenstrukturierung. Es wird wesentlich durch die bei der Bearbeitung verwendeten Parameter bestimmt und dient somit im Folgenden als die wichtigste Signalquelle für die Prozessüberwachung.

Im Gegensatz zur Oberflächenstrukturierung wird beispielsweise beim Bohren mit gepulster Laserstrahlung mit wesentlich höheren Energiedichten $> 10\,\mathrm{J/cm^2}$ gearbeitet. Hierbei treten weitere Plasmaerscheinungen, wie der dielektrische Gasdurchbruch oder das partikelgezündetes Plasma, auf. Beide seien im Folgenden nur kurz erläutert, da sie eher den Bohrprozess beeinflussen und für die vorliegende Arbeit keine beziehungsweise nur geringe Relevanz besitzen. Beim dielektrischen Gasdurchbruch handelt es sich um die Ionisierung der Umgebungsluft allein durch die hohen Energiedichten in der Nähe des Laserfokus. Dieser Luftdurchbruch tritt unter atmosphärischen Bedingungen ab einer Energiedichte von $120\,\mathrm{J/cm^2}$ auf [61]. Innerhalb der Bohrkapillare verweilt das ablatierte Material zum Teil noch mehrere Sekunden in der Wechselwirkungszone des Lasers. Die Schwelle zum dielektrischen Gasdurchbruch kann somit unter anderem aufgrund des Nahfeldeffekts deutlich herab gesetzt werden und es kommt zur Zündung des partikelinitiierten Plasmas [40, 62]. Für Stahl liegt die Schwelle zum partikelgezündeten Plasma bei $15 - 20\,\mathrm{J/cm^2}$, sie kann sich jedoch je nach Anteil der verschiedenen Legierungselemente verschieben [62, 61].

Abschließend sei auch für die Entstehung des Prozessleuchtens darauf hingewie-

sen, dass sich aufgrund der Komplexität des Laserabtragsprozesses in der Realität die einzelnen zuvor erläuterten Modellverstellungen nicht eindeutig voneinander trennen lassen. Die optische Prozessemission wird immer aus der Kombination mehrerer physikalischer Effekte resultieren.

2.2.5. Thermische Strahlung

Jeder Körper mit einer Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunktes sendet aufgrund des ständigen Energieaustausches mit seiner Umgebung thermische Strahlung – auch Wärmestrahlung oder Temperaturstrahlung genannt – aus. Diese elektromagnetische Strahlung zeichnet sich durch einen kontinuierlichen spektralen Verlauf aus, welcher sich mittels der spektralen Strahldichte

$$L_{\lambda\mathrm{s}}\left(\lambda, T\right) = \frac{2hc_0^2}{\lambda^5}\frac{1}{\mathrm{e}^{hc_0/(\lambda k_\mathrm{B} T)} - 1} \tag{2.23}$$

beschreiben lässt. Dabei bezeichnet h die Planck'sche und k_B die Boltzmann-Konstante. Der obige Zusammenhang – nach seinem Entdecker auch Planck'sches Strahlungsgesetz genannt – gilt in dieser Form für den sogenannten Schwarzen Körper. Dies ist ein idealisierter Körper mit der Temperatur T und der Eigenschaft, dass sämtliche auf ihn treffende Strahlung vollständig absorbiert wird. Infolge der Energieerhaltung emittiert jener Schwarzer Körper, der sich im thermischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung befindet, die absorbierte Energie wieder vollständig in Form von thermischer Strahlung entsprechend Gleichung (2.23).

Reale Körper hingegen sind keine perfekten Absorber und somit auch keine perfekten Emitter. Sie emittieren nur einen Bruchteil der thermischen Strahlung, welche ein Schwarzer Körper derselben Temperatur T aussenden würde. Quantitativ wird dies für reale Körper durch den gerichteten spektralen Emissionsgrad

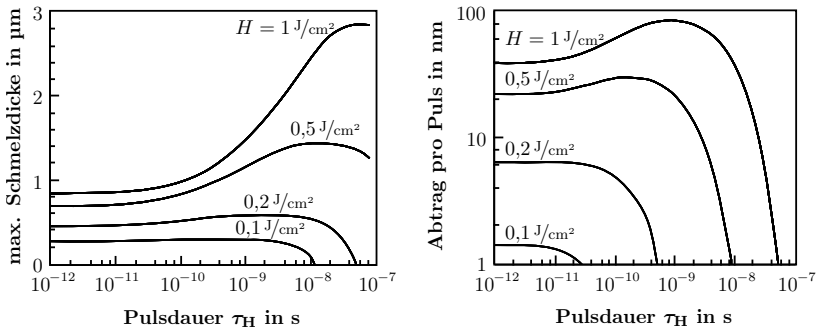
$$\varepsilon'_\lambda\left(\lambda, \beta, \varphi, T\right) = \frac{L_\lambda\left(\lambda, \beta, \varphi, T\right)}{L_{\lambda\mathrm{s}}\left(\lambda, T\right)} \tag{2.24}$$

beschrieben, wobei L_λ die von einem Flächenelement des realen Körpers emittierte Strahldichte darstellt [63]. Im allgemeinsten Fall hängt $L_\lambda\left(\lambda, \beta, \varphi, T\right)$ über den Polarwinkel β und den Azimutwinkel φ auch von der Richtung der emittierten Strahlung ab. Dies gilt somit gleichermaßen für den Emissionsgrad $\varepsilon'_\lambda\left(\lambda, \beta, \varphi, T\right)$. Flächen, die unabhängig von der Raumrichtung strahlen, bezeichnet man als diffus strahlende Flächen. Der Körper heißt dann diffuser Strahler oder auch Lambert-Strahler. Der Schwarze Körper ist ein perfekter Lambert-Strahler und für viele

reale Körper, insbesondere elektrische Nichtleiter, trifft diese Annahme in guter Näherung ebenfalls zu. Metalle hingegen zeigen ein ausgeprägtes Strahlungsmaximum für große Polarwinkel gegen den Flächennormalenvektor [63, 64]. Weiterhin hängt die emittierte Strahldichte $L_\lambda(\lambda, \beta, \varphi, T)$ von der Oberflächenbeschaffenheit des Körpers ab. Rauheit und eventuell vorhandene Oxidschichten besitzen einen großen Einfluss auf diese und folglich auch auf den Emissionsgrad. Mit zunehmender Rauheit treten mikroskopisch gesehen vermehrt Hohlräume auf, welche eine höhere Emissivität besitzen. Zudem führen Oxidschichten zur Steigerung des Emissionsgrades. Die Materialeigenschaften im Inneren des Körpers spielen dagegen keine Rolle, da die dort ausgesandte thermische Strahlung von der benachbarten Materie stark absorbiert wird und somit nicht an die Oberfläche des Körpers gelangt. Man spricht daher oft von strahlenden Flächen statt strahlenden Körpern.

2.3. Verfahrensgrundlagen zum Oberflächenstrukturieren

In Abschnitt 2.2.3 wurde bereits erwähnt, dass die vom Werkstück absorbierte Laserenergie zum Teil auch zur Erwärmung des sich um die Wechselwirkungszone befindlichen Kristallgitters führt. Dies wiederum bedingt an der Oberfläche der Abtragszone das Auftreten von dünnen Schmelzschichten. Dabei wird der Anteil der Energie, welche im Festkörper verbleibt, bei Pulsdauern oberhalb von etwa 100 ps entscheidend durch die tatsächlich verwendete Pulsdauer τ_H bestimmt. In diesem Fall entspricht die Erwärmungsdauer des Kristallgitters nach den Ausführungen in Abschnitt 2.2.2 und 2.2.3 im Wesentlichen der Pulsdauer. Für den Fall, dass die Pulsdauer des Lasers unterhalb der Relaxationszeit τ_ep des verwendeten Materials liegt, spielt die Pulsdauer an sich für den Anteil der im Festkörper verbleibenden Energie keine Rolle mehr, da die Wärmeleitungsvorgänge erst nach dem Ende des Pulses stattfinden. Abbildung 2.3a verdeutlicht diesen Umstand anhand der berechneten maximalen Schmelzdicke bei der Ablation von Aluminium in Abhängigkeit von der Pulsdauer für verschiedene Energiedichten. Es wird ebenfalls deutlich, dass mit der Verringerung der Pulsdauer zwar die Schmelzfilmdicke reduziert, jedoch nicht gänzlich vermieden werden kann [35]. Somit ist es – zumindest theoretisch – auch bei der Verwendung von ultrakurzen Laserpulsen möglich, dass ungewollte Grate am Rand der Bearbeitungszone das Strukturierungsergebnis negativ beeinflussen. Um die Schmelzentstehung zu minimieren, sollte also mit Pulsdauern im unteren ps-Bereich gearbeitet werden. Eine weitere Reduzierung der



(a) Für kürzere Laserpulse verringert sich zwar die maximale Schmelzdicke, jedoch strebt diese für ultrakurze Pulse gegen einen konstanten Wert größer Null. Die Berechnungen ergeben daher, dass ein völlig schmelzfreier Lasermaterialabtrag nicht möglich ist.

(b) Bei niedrigen Energiedichten kann entsprechend der nebenstehenden Abbildung die maximale Schmelzdicke zwar reduziert werden, allerdings wird dann auch der Abtrag pro Puls für den gesamten betrachteten Bereich der Pulsdauer wesentlich kleiner.

Abbildung 2.3.: Berechnungen der maximalen Schmelzdicke beziehungsweise der Abtragsrate für die Bearbeitung von Aluminium mit unterschiedlichen Energiedichten in Abhängigkeit von der Pulsdauer des Lasers. Berechnungsgrundlage ist das Zwei-Temperatur-Modell. Entnommen aus [35]

Pulsdauer ist für die Bearbeitung von Metallen nicht notwendig und entsprechend den Berechnungsergebnissen aus Abbildung 2.3 auch unnötig [65]. Zusätzlich erhöht sich mit dem Einsatz von Femtosekundenlasersystemen die Komplexität der Anlage und es besteht die Gefahr des Auftretens von nichtlinearen Effekten, welche wiederum die Präzision der Bearbeitung herabsetzen können [66, 67].

Aus den Berechnungen mit dem Zwei-Temperatur-Modell geht weiter hervor, dass die Abtragsrate mit fallender Energiedichte sinkt. Hierzu zeigt Abbildung 2.3b jeweils den Abtrag pro Puls in Abhängigkeit von der Pulsdauer für die gleichen vier Werte der Energiedichte. Wird für eine konstante Energiedichte die Pulsdauer so groß, dass die Leistungsdichte unter einen Schwellwert fällt, so erreicht der Abtrag pro Puls den Wert Null, dass heißt es findet kein Abtrag mehr, sondern lediglich eine Erwärmung des Festkörpers statt. Es existiert somit für eine gegebene Pulsdauer eine materialabhängige Abtragsschwelle, welche von der Energiedichte überwunden werden muss, um Material von der Oberfläche zu ablatieren. Experimentelle Untersuchungen und theoretische Betrachtungen ergeben für ultrakurze Pulse eine logarithmische Abhängigkeit der Abtragstiefe pro Puls von der verwendeten Energiedichte [68]. Für einen großen Volumenabtrag und somit eine wirtschaft-

liche Bearbeitung, sollte die Energiedichte also möglichst hoch gewählt werden [69]. Jedoch vergrößert sich hierdurch wiederum entsprechend Abbildung 2.3a die Schmelzfilmdicke und bewirkt somit eine geringere Qualität des Ergebnisses. Daher muss immer ein Kompromiss zwischen der Bearbeitungsgeschwindigkeit und der Präzision gefunden werden. Die optimale Wahl der Bearbeitungsparameter ist demzufolge von zentraler Bedeutung und sollte entsprechend dem Anwendungsfall und je nach verwendetem Material getroffen werden.

In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt hauptsächlich bei der Strukturierung zur tribologischen Optimierung von Oberflächen. Für diesen Anwendungsfall ist eine gratfreie Bearbeitung von entscheidender Bedeutung. Um die Schmelzfilmdicke so gering wie möglich zu halten, wird daher ausschließlich mit Energiedichten knapp oberhalb der Abtragsschwelle gearbeitet. Für diesen Fall zeigen experimentelle Beobachtungen der Strukturierung einer Stahlprobe im schwellnahen Abtragsregime mit einer Pulsdauer von 10 ps, dass an der Oberfläche praktisch keine Schmelze nachgewiesen werden kann [70]. Um bei den verwendeten niedrigen Energiedichten – mit einem Abtrag pro Puls im Nanometerbereich, siehe Abbildung 2.3b – die geforderten Tiefen von einigen Mikrometern zu erreichen, ist eine Bearbeitung mit einer Vielzahl von Pulsen auf ein und dieselbe Stelle nötig. Hierfür ergeben Berechnungen, dass bei der oberflächennahen Bearbeitung die Abtragstiefe linear mit der Anzahl der Pulse skaliert [35]. So kann die Erzeugung runder Strukturen im Mikrometerbereich, wie sie vornehmlich in dieser Arbeit untersucht werden sollen, mit dem Beginn des Perkussionsbohrprozesses verglichen werden. Bei gegebener, konstanter Energiedichte lässt sich somit die Bearbeitungsgeschwindigkeit über die Repetitionsrate f_{Rep} steuern. Sie gibt an, mit welcher Wiederholrate die Pulse auf das Werkstück treffen.

Die Repetitionsrate bestimmt als weiterer Bearbeitungsparameter somit die Wirtschaftlichkeit des Strukturierungsprozesses entscheidend mit. Allerdings kann die Repetitionsrate nicht beliebig hoch gesetzt werden. Zum einen ist sie systemtechnisch durch den Laser beschränkt. Dies gilt insbesondere für Lasersysteme mit regenerativem Verstärker, bei welchen die Pulswiederholrate derzeit auf einige 100 kHz beschränkt ist. Für Systeme mit linearer Nachverstärkung der Seed-Pulse beziehungsweise Multipass-Verstärkern können zwar Repetitionsraten im MHz-Bereich erreicht werden, allerdings nur bei einer annähernd konstanten mittleren Leistung. Eine hohe Pulswiederholrate bedingt daher eine geringe Pulsenergie, was wiederum verminderten Volumenabtrag nach sich zieht. Zur Wahl der optimalen Repetitions-

rate bei diesem Lasertyp sei auf [71] hingewiesen. Detaillierte Ausführungen zu dem Laser, welcher im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, folgen in Abschnitt 4.1. Zum anderen wird die Pulswiederholrate prozesstechnisch durch die Ansammlung von ablatiertem Material oberhalb der Wechselwirkungszone beziehungsweise die Erwärmung des Materials limitiert. Pump-Probe-Experimente ergeben, dass der Abtragsprozess bis in den Mikrosekundenbereich nach dem Auftreffen des Laserpulses dauern kann [72, 40]. Insbesondere mit zunehmendem Aspektverhältnis der Struktur verbleiben die Abtragsprodukte für längere Zeit im Einflussbereich des Lasers. Es kann dadurch zur Streuung und Absorption des einfallenden Laserlichtes kommen und somit die Abtragseffizienz reduziert werden. Je nach zu bearbeitendem Material begrenzt dieser Umstand die Pulswiederholrate auf einige 100 kHz bis MHz [73]. Weiterhin bestimmt die materialabhängige Wärmeleitfähigkeit die Präzision der Bearbeitung bei höheren Repetitionsraten. So fließt bei geringer Wärmeleitfähigkeit die unweigerlich in das Werkstück eingebrachte Wärme langsamer aus der Wechselwirkungszone ab. Bei hohen Pulswiederholraten kann es folglich mit jedem weiteren Laserpuls zu einer stetigen Erwärmung des Materials bis hin zur Erzeugung von Schmelze kommen, welches die Bearbeitungsqualität herabsetzt [74, 75].

Schließlich muss zur Erfüllung der funktionellen Aufgabe der Oberfläche eine Vielzahl von Strukturen auf diese aufgebracht werden. Systemtechnisch ist dies oftmals über eine Scannereinheit realisiert. Dabei wird der Laserstrahl über ein oder zwei drehbar gelagerte Spiegel mikrometergenau an die gewünschte Position gelenkt. Sollen Linien oder flächenhafte Strukturen erstellt werden, so gehört das Maß des Überlapps der Pulse zueinander, welcher durch die Scannergeschwindigkeit mitbestimmt wird, ebenfalls zu den entscheidenden Prozessgrößen [65]. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Strukturen handelt es sich dagegen um runde, punktförmige Strukturen, wobei der Laserstrahl während deren Erzeugung auf ein und derselben Stelle verharrt. Die Bearbeitungsparameter des Scanners spielen somit für die direkte Strukturierung einzelner Näpfchen keine Rolle.

3. Stand der Technik bei der Prozessüberwachung von Laserverfahren

Um erfolgreich auf dem Markt bestehen zu können, ist für jedes produzierende Unternehmen die Qualität seiner hergestellten Produkte von entscheidender Bedeutung. Moderne Fertigungsverfahren beinhalten daher stets Methoden zur Überwachung und Sicherstellung der geforderten Qualitätskriterien. Für die Herstellung von sicherheitsrelevanten Bauteilen oder in der gesamten Luftfahrtindustrie ist darüber hinaus eine lückenlose Dokumentation qualitätsrelevanter Daten des Bearbeitungsablaufes zwingend vorgeschrieben, um im Schadensfall den fehlerfreien Zustand des Bauteils zum Produktionszeitpunkt nachweisen zu können. Weiterhin tragen Maßnahmen der Qualitätsüberwachung dazu bei, die Aufwendung von unnötigen Ressourcen entlang der Prozesskette zu minimieren und somit die Wirtschaftlichkeit der Fertigungsprozesse zu erhöhen. Mit zunehmendem Automatisierungsgrad der Produktionsprozesse wird die Automatisierbarkeit auch für das Überwachungssystem gefordert. Darüber hinaus sollte eine Abweichung vom gewünschten Bearbeitungsergebnis möglichst frühzeitig erkannt werden, um eventuelle Fehlteile und Ressourcenverschwendung auf ein Minimum zu reduzieren. Optimaler Weise geschieht die Analyse des Bearbeitungsergebnisses bereits während des Fertigungsprozesses. In diesem Fall spricht man von Online-Überwachung.

Der Laserbearbeitungsprozess bietet gute Voraussetzungen zur Implementierung von Überwachungsmaßnahmen. So wird die Bearbeitung von einer Vielzahl von Prozesssignalen begleitet, die ihren Ursprung direkt in der Wechselwirkungszone des Lasers mit dem Werkstück besitzen. Abbildung 3.1 zeigt beispielhaft die bei der Strukturierung ausgesandten Prozesssignale. Diese werden maßgeblich durch die Abläufe in der Bearbeitungszone beeinflusst und bilden somit die Signalquelle eines Überwachungssystems. Sie lassen sich unterteilen in optische und nicht-optische Signale. Da die optischen Signale von der selben physikalischen Natur sind wie das

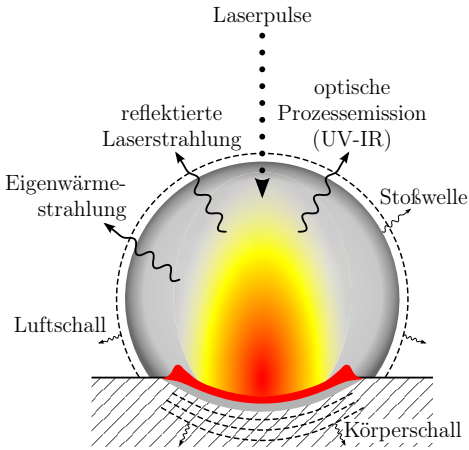


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der beim Laserstrukturieren ausgesandten Prozesssignale. Aufgrund ihres Ursprungs direkt aus der Wechselwirkungszone bilden sie den Ausgangspunkt für die Prozess- und Qualitätsüberwachung. Modifiziert nach [61, 76].

Bearbeitungswerkzeug selbst, gelingt es zumeist, sie teilweise über den identischen optischen Aufbau messtechnisch zu erfassen. Dies bietet den Vorteil einer Beobachtung aus der Distanz und vermeidet somit eine Beeinflussung des Bearbeitungsprozesses und die Notwendigkeit des direkten Kontaktes zum Werkstück, wie etwa beim Körperschall. Darüber hinaus sind die optischen Signale im Gegensatz zu den akustischen weitestgehend unempfindlich gegenüber äußeren Einflüssen, wie zum Beispiel Umgebungsgeräusche. Sie sind somit geeigneter für die Anwendung im Produktionsumfeld. Es besteht ferner die Möglichkeit, die Prozessemission online, also zeitgleich zum Bearbeitungsprozess, zu erfassen. Aufgrund der genannten Vorteile soll im Rahmen der vorliegenden Arbeit der Schwerpunkt auf der Erfassung und Auswertung der optischen Prozessemission und der thermischen Eigenstrahlung liegen.

In diesem Kapitel sollen einige Konzepte und Entwicklungen zu Überwachungssystemen bei Laseranwendungen anderweitig des Strukturierens vorgestellt werden, da sie teilweise als Inspirationsquelle für die vorliegende Ausarbeitung Relevanz besitzen. Zumeist dient auch bei diesen Applikationen die optische Prozessemission als grundlegende Signalquelle. Weiterhin werden einige experimentelle Methoden zur Erweiterung des Prozessverständnis beim Mikrostrukturieren vorgestellt.

Schließlich sollen die für diese Arbeit entscheidenden Eigenschaften der erzeugten Näpfchenstrukturen erläutert werden.

3.1. Prozessüberwachung beim Laserschweißen

Neben dem Laserschneiden zählt das Laserschweißen zu den am intensivsten erforschten und in Serienprozessen bereits langjährig erfolgreich eingesetzten Laserfertigungsverfahren. Dementsprechend lassen sich hierfür eine Fülle von Ideen und Konzepten zur Qualitätssicherung finden, wobei der Reifegrad von aktueller, universitärer Forschung bis zum industrietauglichen, kommerziell erhältlichen Überwachungssystem reicht [61]. Zum Beispiel kann die beim Schweißprozess rückreflektierte Laserstrahlung Informationen über die momentane Einschweißtiefe und das Auftreten von Poren sowie von Auswürfen aus dem Schmelzbad liefern [77, 78, 79, 80]. Durch Messung nicht-optischer Signale, wie der Schallemission, ist es ebenfalls möglich, Rückschlüsse auf die Einschweißtiefe zu ziehen, beziehungsweise Rissbildung, welche durch thermische Spannungen im Material hervorgerufen wird, zu detektieren [81, 82]. Wie kürzlich gezeigt wurde, ermöglicht die Aufnahme der emittierten Wärmestrahlung durch ähnliche Prinzipien, wie sie auch in dieser Arbeit ausgenutzt werden, auf die Neigung der Schmelzkapillarfront zu schließen beziehungsweise Unregelmäßigkeiten auf der Nahtoberraupe zu identifizieren [83]. Insbesondere die optische Prozessemission stellt auch beim Laserschweißen eine wichtige Informationsquelle dar. Hierzu soll im Folgenden näher auf das kommerziell verfügbare LWM (Laser Welding Monitor) eingegangen werden, da von diesem System einige Anregungen für die Untersuchungen in der vorliegende Arbeit ausgingen.

Hinter dem Akronym LWM verbirgt sich ein Prozessüberwachungssystem, welches zur Einhaltung der Schweißnahtqualität verwendet wird. Das System lässt sich in eine Schweißoptik integrieren und erfasst in koaxialer Weise unter anderem den Rückreflex des Bearbeitungslasers, die Prozessstrahlung im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 700 nm und die Wärmestrahlung im Bereich von 1200 nm bis 2300 nm [84]. Die jeweilige Strahlung wird mittels Strahlteiler und Filter auf entsprechend empfindliche Photodioden geleitet. Diese wandeln die optischen Signale in elektrische um, welche im Anschluss verstärkt und gegebenenfalls gefiltert werden. Über die zeitlichen Signalverläufe lässt sich nun die Schweißung bewerten. Dabei erhöht die Kombination mehrerer Signale die Zuverlässigkeit des Überwachungssystems. Die Bewertung geschieht anhand eines Vergleichs zwischen den

Signalen der aktuellen Schweißung und denen von eingelernten Gutschweißungen. Hierzu muss im Vorfeld unter möglichst identischen Bedingungen, wie sie im Fertigungsprozess gelten, eine ausreichende Anzahl von Gutschweißungen durchgeführt werden. Aus den dabei aufgenommen Signalkurven wird durch Mittelwertbildung eine Referenzkurve und über die Standardabweichung, der MinMax-Methode oder einer einfachen Prozentangabe eine obere und untere Hüllkurve berechnet. Die obere und untere Hüllkurve bilden ein Toleranzband, welches von dem Signal einer zu bewertenden Schweißung nicht verlassen werden sollte, um als Gutschweißung deklariert zu werden. Im Falle eines oder mehrerer Signalausbrüche lassen sich diese durch unterschiedliche Merkmale wie zum Beispiel Fehleramplitude, Fehlerzeit, Fehlerfläche und Fehlerhäufigkeit detaillierter charakterisieren. Jene Charakterisierung erlaubt entsprechend den Prozessgegebenheiten eine differenziertere Bewertung der Schweißung.

Neben der Überwachung mit Photodioden kann das System um eine Kamera zum sogenannten LWM-C erweitert werden. Diese zeichnet, ebenfalls in koaxialer Weise, Bilder vom Schweißprozess auf. Aufgrund unterschiedlicher Leuchtintensitäten lässt sich das Keyhole und das Schmelzbad auf den Bildern getrennt voneinander erkennen. Mit Algorithmen der Bildverarbeitung erfolgt die Auswertung hinsichtlich deren Position, Länge, Breite und Fläche [85]. Auch hier stellen die Werte vorheriger Gutschweißungen die Referenz für die aufgenommenen Messwerte dar.

3.2. Prozessverständnis zum Laserabtrag

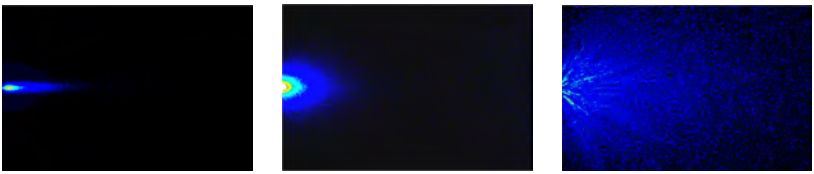
Mit der zunehmenden Verfügbarkeit ultrakurzgepulster Strahlquellen gelangte auch die Erweiterung des Prozessverständnisses beim Lasermaterialabtrag in den Mittelpunkt der Forschung. Die hierzu notwendigen experimentellen Aufbauten liefern zumeist ein detailliertes Bild von den ablaufenden physikalischen Vorgängen. Sie eignen sich somit im Prinzip auch zur Überwachung des Laserprozesses. Allerdings sind die gewählten Aufbauten und die Systemtechnik in der Regel sehr komplex und extrem empfindlich – auch gegenüber äußeren Einflüssen. Dies liegt in der Tatsache begründet, dass die durch die sehr energiereiche Strahlung induzierten Vorgänge ebenfalls auf ultrakurzen Zeitskalen im Femto- und Pikosekundenbereich ablaufen. Eine Übertragung in einen Fertigungsprozess ist somit oftmals ausgeschlossen. Nichtsdestotrotz sollen im Folgenden einige bedeutende experimentelle Methoden dargestellt werden.

Wichtige Erkenntnisse zum Laserabtragsmechanismus können durch sogenann-

te „Pump-Probe-Experimente“ gewonnen werden [47, 86, 87]. Dabei erfolgt für gewöhnlich die Materialbearbeitung mit dem „Pump“-Puls senkrecht zur Probenoberfläche und die Beleuchtung der zu beobachtenden Erscheinung mithilfe des „Probe“-Pulses senkrecht zum Bearbeitungsstrahl. Der „Probe“-Puls stammt meistens aus der identischen Laserquelle und wird mittels eines Strahlteilers aus dem Bearbeitungspuls oder den Seedpulsen in einen separaten Strahlengang geleitet. Dort findet eine Frequenzkonvertierung und eine einstellbare Verlängerung des Lichtlaufweges über eine variable Verzögerungsstrecke statt. Die Frequenzkonvertierung – meist Frequenzverdopplung – dient im Zusammenspiel mit einem Filter vor dem Detektionsgerät der Abgrenzung zum Streulicht des „Pump“-Pulses. Mit der Variation des Lichtlaufweges lässt sich der Bearbeitungsvorgang zeitlich abrastern. Die mögliche zeitliche Auflösung liegt im Bereich der Pulsdauer des verwendeten Lasersystems und gestattet somit die Beobachtung auf ultrakurzen Zeitskalen.

Die Aufnahme der durch den Prozessablauf beeinflussten „Probe“-Pulse kann eindimensional mittels einer Photodiode oder flächenhaft mit einer ICCD-Kamera erfolgen. ICCD-Kameras zeichnen sich durch eine extrem hohe Empfindlichkeit und außerordentlich kurze Belichtungszeiten von einige 10 ps aus. Allerdings besitzen ICCD-Kameras nur Bildwiederholraten im Bereich von einigen Hz. Effektiv liefern sie somit lediglich Einzelbilder beziehungsweise bei der Kombination von mehreren Kamerachips vier oder acht Einzelbilder mit zeitlichen Abständen im ps-Bereich. Eine Film-ähnliche Aufnahme des Bearbeitungsprozesses kann somit nur – wie bei „Pump-Probe-Experimenten“ – über das zeitliche Abrastern bei einer Vielzahl von gleichen Experimenten und unter der Annahme des identischen Prozessverlaufs erfolgen.

In [47] kam beispielsweise eine ICCD-Kamera zur zeitlich hoch aufgelösten Beobachtung der Plasma-Lumineszenz und in „Pump-Probe-Aufbauten“ zur Untersuchung der Plasma-Expansion zum Einsatz. Ferner wurde eine solche Kamera in [40] zur ausführlichen Plasmacharakterisierung bei vornehmlich sehr hohen Energiedichten verwendet. Mit ihrer Hilfe entstanden in jener Arbeit mit unterschiedlichen experimentellen Aufbauten zahlreiche Lumineszenz-, Schatten-, Resonanzabsorptions- und Streustrahlungsfotografien. In [61] erfolgte darüber hinaus für den Bohrprozess die Visualisierung gasdynamischer Stoßwellen durch Schlieren- und Schattenfotografien. Weiterhin wurden ICCD-Kameras zur Erweiterung des Prozessverständnisses bei der Erzeugung von dünnen Schichten aus Nanopartikeln mittels Lasermaterialabtrag eingesetzt [38, 41]. Kenntnisse zur räum-



(a) im Nanosekundenbereich: atomare Abtragsprodukte **(b)** nach einigen Mikrosekunden: Nanopartikel **(c)** nach einigen zehn Mikrosekunden: Tröpfchen

Abbildung 3.2.: Seitliche ICCD-Kameraaufnahmen des Prozesseigenleuchtens zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Laserbestrahlung einer Titanprobe. Die Bilder zeigen jeweils die differenzierten Leuchterscheinungen der unterschiedlichen Abtragsprodukte. ($\lambda = 620\,\mathrm{nm}$, $\tau_\mathrm{H} = 90\,\mathrm{fs}$, $f_\mathrm{Rep} = 10\,\mathrm{Hz}$, $A_\mathrm{L} = 3{,}5 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{cm}^2$, $H = 7{,}2\,\mathrm{J/cm^2}$). Entnommen aus [38]

lichen und zeitlichen Expansion der Abtragsprodukte spielen für diesen Anwendungsfall eine entscheidende Rolle. Hierzu ermöglicht die Verwendung von ICCD-Kameras zur seitlichen Aufnahmen der Abtragswolke ebenfalls eine genaue Analyse der physikalischen Vorgänge. Auf die Resultate soll im Folgenden noch etwas näher eingegangen werden, da sie eine gewisse Relevanz für die vorliegende Arbeit besitzen.

Es konnte gezeigt werden, dass die in Abschnitt 2.2.3 auf Seite 33 beschriebenen typischen Abtragsmechanismen zeitlich gestaffelt auftreten und deren Eigenleuchten sich in seiner geometrischen Erscheinung unterscheidet [38, 41, 46]. Abbildung 3.2 zeigt beispielhaft aus [38] entnommene ICCD-Kamerabilder des Eigenleuchtens der Abtragsprodukte zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Auftreffen eines ultrakurzen Laserpulses unter Vakuumatmosphäre. Innerhalb einiger Nanosekunden ergibt sich eine schmale Leuchterscheinung entlang der Normalen zur Werkstückoberfläche. Die Expansion erfolgt mit hohen Geschwindigkeiten um $10^4\,\mathrm{m/s}$. Eine parallel durchgeführte, zeitaufgelöste spektroskopische Analyse des Leuchtens ergibt ein diskretes Spektrum. Dies führt zur Schlussfolgerung, dass die Abtragsprodukte ausschließlich atomar vorliegen. Die mittlere Ablichtung 3.2b wurde einige Mikrosekunden nach dem Bearbeitungspuls aufgenommen. Für die Expansionsgeschwindigkeit lassen sich Werte um $10^2 - 10^3\,\mathrm{m/s}$ ermitteln. Das Spektrum zeigt einen kontinuierlichen Verlauf, so dass sich das Leuchten in dieser Phase des Abtrags als thermische Strahlung der Nanopartikel identifizieren lässt. Die Abstrahlung erfolgt hierbei unter einem größeren Winkel zur Normalen und das Zentrum der stärksten Leuchtintensität befindet sich nahe der Werkstückoberfläche.

Weitere Untersuchungen zeigen, dass sich bei konstanter Energiedichte, aber unterschiedlichem Durchmesser des einfallenden Laserstrahls, verschiedene Abstrahlwinkel ergeben. Dabei ist dieser umso größer, je kleiner der Laserstrahldurchmesser. Modellrechnungen, in welchen die Expansion als Lösung der gasdynamische Gleichungen (Euler-Gleichungen) beschrieben wird, bestätigen die Beobachtungen [88]. Begründet wird dies mit den anfänglich in der Abtragszone herrschenden Druckgradienten, welche die treibenden Kraft für die folgende Expansion sind. Der Wert des Druckgradienten hängt von der Größe der Abtragszone ab. Dementsprechend ergeben sich geometrisch unterschiedliche Expansionen [38, 89]. Bei der Laserbestrahlung mit vergleichsweise hohen Fluenzen von einigen $^{J}/_{cm^2}$ erfolgt der Materialabtrag schließlich in Form von Tröpfchen, deren Trajektorien sich im Kamerabild 3.2c abzeichnen. Weitere experimentelle Analysen haben ergeben, dass bei der Bearbeitung mit Energiedichten nahe der Abtragsschwelle der überwiegende Anteil in Form von Nanopartikeln abgetragen wird [38, 41]. Dies gilt insbesondere für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit betrachtete Verwendung von Pikosekundenlaserpulsen. Weiterhin sei bemerkt, dass bei der Strukturierung unter höheren Umgebungsdrücken die Leuchtwolke näher an der Werkstückoberfläche und zusammengeballter erscheint. Dabei ändert sich jedoch die beschriebene Charakteristik, insbesondere die der Leuchterscheinung der Nanopartikel, nicht [19].

ICCD-Kameras und „Pump-Probe-Experimente“ liefern ein präzises Bild vom ablaufenden Prozess. Sie tragen somit einen wichtigen Beitrag zur Erlangung und Erweiterung des Prozessverständnisses beim Lasermaterialabtrag bei. Für praxistaugliche Systeme zur Prozess- beziehungsweise Qualitätsüberwachung gilt es jedoch, die Komplexität der Aufnahmegeräte deutlich zu reduzieren und gleichzeitig die Praktikabilität und Robustheit des Überwachungssystems zu steigern. Es genügt, nur die wesentlichen, qualitätsbestimmenden Signale zu erfassen und auszuwerten. Der folgende Abschnitt gibt einen Überblick zu einigen diesbezüglichen Ansätzen beim Laserbohren.

3.3. Prozessüberwachung beim Laserbohren

Das Laserstrahlbohren zählt nach der Norm DIN 8580 wie das Oberflächenstrukturieren ebenfalls zu den abtragenden Fertigungsverfahren [3]. Im Vergleich zu den übrigen Laserverfahren besitzt das Bohren auch die größte Ähnlichkeit zum Oberflächenstrukturieren, insbesondere kommen nahezu die identischen Laserquellen

als Bearbeitungswerkzeug zum Einsatz. In gewisser Weise kann der Strukturierungsprozess als die frühe Phase des Bohrprozess aufgefasst werden. Allerdings werden beim Bohren oftmals schon mit den ersten Laserpulsen Aspektverhältnisse erzielt, welche die für die Strukturierung typischen Aspektverhältnisse übersteigen. Dies hat seine Ursache in der Verwendung einer wesentlich höheren Energiedichte, was wiederum entsprechend den Erläuterungen in Abschnitt 2.2.4 unterschiedliche physikalische Phänomene beim Bearbeitungsprozess nach sich zieht. Insofern muss der Strukturierungsprozess als eigenständig betrachtet werden und erfordert dementsprechend eine gesonderte Betrachtung hinsichtlich der Prozessüberwachung. Ungeachtet dessen sollen angesichts der Ähnlichkeiten im Weiteren einige aus der Literatur bekannte Konzepte zur Prozessüberwachung beim Laserbohren kurz dargestellt werden.

Als wichtige Signalquelle, insbesondere für die Online-Prozessüberwachung, ist auch beim Bohren die optische Prozessemission nutzbar. So wurde in [90] gezeigt, dass beim Bohren mit einem ns-Laser der Bohrungsdurchbruch aus der koaxialen Aufnahme des Prozessleuchtens bestimmt werden kann. Mit dem Moment des Durchbruchs verringert sich schlagartig die vom Laser bestrahlte Materialmenge am Bohrgrund. Der Laserstrahl trifft in zunehmendem Winkel nur noch auf den Rand des Bohrlochgrundes und die Wandung. Außerdem kann das verdampfte Material jetzt auch in Richtung des Strahlaustrittes entweichen. Aus diesen Gründen macht sich der Durchbruch durch einen markanten Abfall in der koaxialen Prozessemission deutlich. Dies kann zur automatischen Abschaltung des Lasers genutzt werden. Hierdurch lässt sich nicht nur die Qualität der Bohrung steigern, sondern auch die Prozesszeit verkürzen und eventuell vorhandenes Material hinter der Bohrung schonen.

Die Übertragung auf die Bearbeitung mit Ultrakurzpulslasern und detailliertere Betrachtung dieses Überwachungskonzeptes erfolgt in [61]. Die mittels einer Photodiode koaxial aufgenommene optische Prozessemission zeichnet sich auch bei der Verwendung von ultrakurzen Laserpulsen durch einen Signaleinbruch zum Moment des Durchbruchs aus. Der spezifische Abfall fällt allerdings um so schwächer aus, je dicker die zu bearbeitende Probe ist. Die Detektion des Durchbruchs muss jedoch auf die Strategie des Wendelbohrens eingeschränkt werden. Für das Perkussionsbohren zeigt sich kein typischer Signalabfall im Moment des Durchbruchs. Begründet wird dies mit dem instabilen Verhalten der Bohrkapillare. Im weiteren Prozessverlauf erfolgt die Aufweitung der Bohrung, welche einen stetig geringer werdenden Anstieg im Photodiodensignalverlauf nach sich zieht. Das Prozessende

lässt sich schließlich sowohl für das Wendel- wie auch das Perkussionsbohren durch einen konstanten Signalwert charakterisieren.

Die Untersuchung der aus der Bohrung zurück reflektierten Laserstrahlung erfolgt in [76]. Dort lässt sich für den betrachteten Fall aber keine eindeutige Korrelation zu qualitätsrelevanten Bohrungseigenschaften finden.

Dagegen erweist sich in [61] die Analyse der Stoßwellenexpansion als geeignetes Mittel zur Prozessüberwachung. Es konnte gezeigt werden, dass der Stoßwellenradius, welcher zu einem festen Zeitpunkt nach dem Bearbeitungspuls ermittelt wird, während der Bohrphase mit der gegenwärtigen Tiefe der Bohrung korreliert. Erklären lässt sich dies mit der durch die zunehmende Wegstrecke kürzer werdenden Expansionszeit oberhalb der Probenoberfläche. Eine Korrelation mit dem Zeitpunkt des Bohrungsdurchbruchs konnte hingegen nicht beobachtet werden. Während der anschließenden Aufweitungsphase besteht wiederum ein Zusammenhang des Stoßwellenradius mit der Austrittsfläche. Die maximale, finale Öffnung der Bohrung ist schlussendlich durch eine abrupte Abschwächung des Druckgradienten in der Stoßwellenfront gekennzeichnet. Wie der Autor selbst anmerkt, erfordert die Aufnahme des zeitlichen und räumlichen Expansionsverhalten der Stoßwelle jedoch einen komplexen experimentellen Aufbau mit hoher Empfindlichkeit.

Eine weitere interessante Möglichkeit, die Tiefe einer Bohrung online zu ermitteln, wurde in [91] vorgestellt und in [92] hinsichtlich der Anwendbarkeit auf den Laserbohrprozess untersucht. Dabei wird ein Teil des Bearbeitungsstrahls vor dem Auftreffen auf das Werkstück ausgekoppelt und über eine Verzögerungsstrecke mit dem Rückreflex aus der Bearbeitung in einem nichtlinearen Kristall zur Überlagerung gebracht. Aus der Lage des entstehenden Leuchtsignals im Kristall lässt sich nach dem Autokorrelationsprinzip die Tiefe der erzeugten Bohrung ableiten. Grundsätzlich konnte damit die Tiefe bis zu einem Aspektverhältnis von 6,5 bestimmt werden, allerdings nur mit einem Femtosekundenlasersystem und bei ausreichend hoher Energiedichte. Für größere Tiefen wird die Intensität des Rückreflexes zu schwach. Eine Übertragung auf den Strukturierungsprozess wird dadurch begrenzt, dass die Tiefenauflösung

$$A = \frac{c \cdot \tau_{\mathrm{H}}}{2} \tag{3.1}$$

durch die verwendete Pulsdauer τ_{H} bestimmt wird. Mit Bearbeitungspulsen im ps-Bereich lässt sich damit bestenfalls eine Tiefenauflösung von $A = 150\,\mu\mathrm{m}$ erzielen, was oftmals dem Vielfachen der eigentlichen Strukturtiefe entspricht. Der simultane Einsatz eines zweiten Lasersystems mit Pulsdauern im Femtosekunden-

bereich allein für die Bestimmung der Tiefe wäre prinzipiell denkbar, steigert die Anlagenkosten aber enorm und ist daher nicht wirtschaftlich.

Für eine ausführliche Darstellung weiterer Methoden zur Prozesssicherung beim Bohren mit ultrakurzen Pulsen, die auch nicht unbedingt den Bearbeitungslaser selbst oder von ihm erzeugte Signale nutzen, sei auf [92] verwiesen.

Insgesamt lässt sich festhalten, dass zur Prozessüberwachung beim Laserbohren durchaus einige viel versprechende Konzepte bekannt sind. Trotz des in den letzten Jahren stetig zunehmenden Interesses am Bohren mit Ultrakurzpulslaser und ersten großindustriellen Umsetzungen [93, 94] existiert – dem Wissen des Autors nach – zum heutigen Zeitpunkt noch kein industrietaugliches oder gar kommerziell erhältliches Überwachungssystem auf dem Markt. Dies liegt zum einen an der erst kurzen Verfügbarkeit der Strahlquellen und der damit verbundenen, im Vergleich zu anderen Laseranwendungen, kurzen bisherigen Verfahrensentwicklungszeit. Und zum anderen liegt es an den durch die große zeitliche und räumliche Energiedichte bedingten komplexen physikalischen Abläufen, welche sich während der Bearbeitung auf ultrakurzen Zeit- und nur mikrometergroßen Raumskalen abspielen. Selbiges trifft auch auf den Prozess des Oberflächenstrukturierens zu.

3.4. Struktureigenschaften beim Oberflächenstrukturieren

Im Vergleich zum Laserbohren befindet sich das Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen noch mehr im Anfangsstadium seiner Entwicklung. Die Prozessabläufe bei den vergleichsweise geringen Energiedichten und kurzen Prozessphasen sind bisher kaum erforscht. Auch die Verfahrensentwicklung bleibt noch hinter den doch schon recht umfangreichen Erkenntnissen zum Laserbohren zurück. Hinsichtlich der Überwachung der erzeugten Struktureigenschaften lassen sich explizit zum Oberflächenstrukturieren in der Literatur bislang keinerlei Konzepte ausfindig machen. In [95] wird für die Bearbeitung mit Femtosekundenlasern lediglich die Idee erwähnt, dass die ausgesandte Prozessstrahlung mit dem ablatiertem Materialvolumen korrelieren könnte. Eine ausführlichere Betrachtung diesbezüglich fehlt allerdings. Die direkte Übertragung der zuvor erwähnten Verfahren zum Laserbohren ist oftmals nicht möglich oder nicht sinnvoll, da andere Merkmale des Bearbeitungsergebnisses relevant sind – zum Beispiel tritt beim Strukturieren kein Durchbruch auf – beziehungsweise müssen erheblich modifiziert werden. Begründet

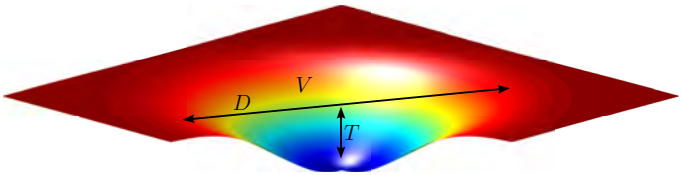


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung einer durch Laserabtrag erzeugten Näpfchenstruktur. Das abgetragene Volumen V, welches durch den Durchmesser D und die Tiefe T bestimmt wird, und die Gratfreiheit bilden die entscheidenden Eigenschaften einer einzelnen Struktur.

liegt dies in der Verwendung von deutlich geringeren Energiedichten des Bearbeitungslasers und somit auch geringeren Prozesssignalintensitäten und in den kurzen Prozesszeiten bis in den Sub-Millisekundenbereich.

Mit der zunehmenden Industrietauglichkeit von Ultrakurzpulslaserquellen und den steigenden Anforderungen an die Funktionalität von technischen Oberflächen wird das Oberflächenstrukturieren als Fertigungsprozess in Zukunft mit Sicherheit an Bedeutung gewinnen. Detaillierte Untersuchungen zur Überwachung des Bearbeitungsergebnisses auf diesem Gebiet sind daher von großer Relevanz. Erste diesbezügliche Ansätze sollen im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgezeigt und diskutiert werden. Dabei konzentrieren sich die Untersuchungen auf runde Näpfchenstrukturen, wie sie in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt sind und durch die Laserbestrahlung auf ein und dieselbe Stelle entstehen. Als Hauptanwendungsfall soll die Reibungs- und Verschleißoptimierung von metallischen Oberflächen im Hintergrund stehen. Solche Strukturen finden aber auch in der Druckindustrie oder beim negativen Auswuchten von Mikrosystemen ihre Anwendung. Die Strukturgeometrie wird durch die verwendeten Bearbeitungsparameter und das Strahlprofil in der Bearbeitungsebene bestimmt. Dieses besitzt üblicherweise die Form einer Gauß'schen Glockenkurve mit der höchsten Energiedichte im Zentrum des Bearbeitungsstrahls und abfallender Energiedichte mit zunehmendem radialem Abstand vom Zentrum. Der Abtrag ist daher im Zentrum der Wechselwirkungszone am größten und fällt ebenfalls nach außen hin ab. Dies resultiert in einem flachen Auslaufen der Näpfchenstruktur zum Rand hin. Sinkt die Energiedichte bei einem bestimmten radialen Abstand vom Zentrum unter den Wert für die Abtragsschwelle, findet kein Abtrag mehr statt. Dadurch definiert sich der **Durchmesser** D der Näpfchenstruktur. Er liegt üblicherweise im Bereich von einigen zehn Mikrometern. Diese Struktureigenschaft bestimmt zum Beispiel bei der tribologischen Optimierung die Größe der verbleibenden Kontaktfläche zwischen

den Reibungspartnern und bei Druckanwendungen die Größe eines Farbpunktes. Die **Tiefe** T der Struktur stellt eine weitere Struktureigenschaft dar. Sie liegt im Bereich von wenigen Mikrometern. Ihr Wert hat beispielsweise einen Einfluss darauf, wie leicht Öl aus den Näpfchen austreten kann und in welchem Maße sich Abriebpartikel und Verschmutzungen in den Vertiefungen sammeln können. Bei einer durch das Strahlprofil vorgegebenen Näpfchenform bestimmt die Kombination aus dem Durchmesser und der Tiefe das **ablatierte Volumen** V der jeweiligen Näpfchenstruktur. Bei den Strukturen zur tribologischen Optimierung dient dieses Volumen als Schmierstoffrückhaltevolumen und ist somit ebenfalls eine wichtige Eigenschaft der erzeugten Strukturen. Im Fall von Druckwalzen bestimmt das Volumen die Farbmenge für den jeweiligen Bildpunkt und auch beim Auswuchten ist das abgetragene Volumen die zentrale Größe. Insbesondere für den Anwendungsfall der Reibungs- und Verschleißminderung stellt die **Gratfreiheit** der einzelnen Strukturen eine weitere Eigenschaft dar. Hierdurch wird unerwünschte Festkörperreibung zwischen den beiden Gleitpartnern vermieden oder gar das Ausbrechen von Materialpartikeln unterbunden. Zur Gewährleistung der Funktionalität der technischen Oberfläche lassen sich für die Gesamtheit der strukturierten Fläche als entscheidende Eigenschaften die **Gesamtzahl der Näpfchenstrukturen** sowie deren **Abstände** untereinander herausstellen.

In den folgenden Kapiteln werden nun erste Konzepte zur Überwachung dieser Struktureigenschaften vorgestellt. Dabei soll die Signalaufnahme und -verarbeitung möglichst simultan zum Bearbeitungsprozess und berührungslos aus größerer Distanz realisierbar sein. Gleichzeitig muss allerdings auch der industrietaugliche und wirtschaftliche Einsatz in einem Fertigungsprozess gewährleistet bleiben.

4. Experimentelle Grundlagen und Auswertungsmethoden

In Anlehnung an die Darstellungen aus dem vorherigen Kapitel bietet sich für die Prozessüberwachung bei der Laserstrukturierung ebenfalls die emittierte optische Prozessemission an. In diesem Kapitel werden die zur Untersuchung der Korrelation zwischen der optischen Prozessemission und den Struktureigenschaften wichtigsten experimentellen Aufbauten und Systemkomponenten erläutert. Dabei liegt die Herausforderungen bei der Prozessbeobachtung für die Mikrostrukturierung insbesondere in der Signalerfassung. Dies begründet sich in der Tatsache, dass zum einen die räumliche Ausdehnung der Prozessemission sehr beschränkt ist und zum anderen der Bearbeitungsvorgang auf sehr kurzen Zeitskalen statt findet. Weiterhin ist die Prozessemission aufgrund der zur Strukturierung verwendeten geringen Energiedichten im Allgemeinen sehr schwach. Infolgedessen erfordert die Prozessbeobachtung beim Mikrostrukturieren erhöhte Sorgfalt und Anforderungen an den experimentellen Aufbau und an die Messsignalerfassungsgeräte. Allerdings darf dabei die Praxistauglichkeit für eine Serienanwendung nicht aus den Augen verloren werden. Zudem sollen in diesem Kapitel die verwendeten Methoden zur Auswertung der aufgenommen Signale vorgestellt werden.

4.1. Verwendete Lasersysteme

Bei dem für den Großteil der Experimente zur Oberflächenstrukturierung verwendeten Laser handelt es sich um ein kommerziell erhältliches, industrietaugliches Ultrakurzpulslasersystem. In diesem werden die durch Modenkopplung erzeugten ultrakurzen Laserpulse in einem regenerativem Nachverstärker mit einer Yb:YAG-Scheibe als laseraktives Medium auf eine Pulsenergie von 125 µJ verstärkt. Die Pulsdauer von $\tau_H = 8\,\mathrm{ps}$ kann dabei nicht variiert werden. Die wichtigsten technischen Daten zum eingesetzten ps-Lasersystem sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Detaillierte Informationen zur Modenkopplung beziehungsweise zur Scheibenlaser-

	ps-Lasersystem	ns-Lasersystem
Wellenlänge λ	1030 nm	1064 nm
Pulsdauer τ_{H}	8 ps	8 . . . 28 ns
max. mittlere Leistung $\bar{P}$	50 W	8 . . . 21 W
max. Pulsenergie Q_{L}	125 µJ	0,53 . . . 0,21 mJ
max. Repetitionsrate f_{Rep}	400 kHz	100 kHz
Beugungsmaßzahl M^2	1,3	1,2
Rohstrahldurchmesser D_{L}	4,8 mm	5,7 mm

Tabelle 4.1.: Technische Daten der zur Bearbeitung verwendeten gepulsten Lasersysteme. Beim ns-Lasersystem hängen die Eigenschaften der Laserpulse zum Teil von der gewählten Repetitionsrate f_{Rep} ab. Hier bezieht sich der erste angegebene Wert auf $f_{\mathrm{Rep}} = 15\,\mathrm{kHz}$, der letztere auf $f_{\mathrm{Rep}} = 100\,\mathrm{kHz}$.

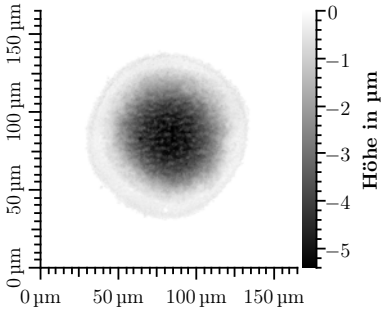
technologie lassen sich beispielsweise in [96] oder [97] finden.

Für die Versuche zur Detektion von Graten mittels thermischer Strahlung wurde weiterhin ein ebenfalls kommerziell erhältlicher, diodengepumpter Festkörperlaser verwendet. Als laseraktives Medium wird in diesem Fall ein Nd:YVO_4-Kristall verwendet. Die Laserpulse im ns-Bereich werden nach dem Prinzip der Güteschaltung des Laserresonators erzeugt [96]. Auch für dieses Lasersystem lassen sich die wichtigsten technischen Daten in Tabelle 4.1 finden.

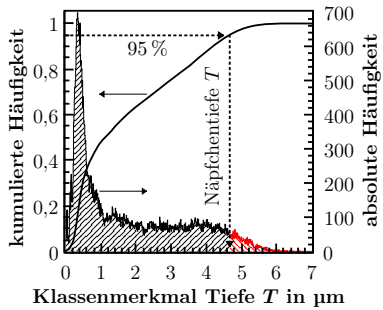
4.2. Charakterisierung der Näpfchengeometrie

Die messtechnische Aufnahme der bearbeiteten Oberfläche zur Charakterisierung des Strukturierungsergebnisses erfolgt in dieser Arbeit anhand eines konfokalen Laser-Scanning-Mikroskops. Mit einer kurzwelligen Laserlichtquelle der Wellenlänge $\lambda = 408\,\mathrm{nm}$ wird dabei die Probenoberfläche für verschiedene z-Ebenen abgerastert. Aus der Auswertung der reflektierten Lichtintensität in Abhängigkeit von der z-Position kann dann die Höheninformation für jeden Bildpunkt des digitalen Bildes ermittelt werden. Im Ergebnis entsteht somit ein omnifokales, dreidimensionales Bild der Oberfläche, welches jedem (x, y)-Wert einen z-Wert als Höheninformation zuordnet.

Die Auswertung dieser Punktwolke im Raum hinsichtlich des Durchmessers D der Näpfchenstruktur erfolgt mittels der Tiefenverteilungen. Der Algorithmus hierfür ist nahezu identisch zu dem, welcher in Abschnitt 4.4.2 auf Seite 66 noch aus-



(a) Dreidimensionale Darstellung einer Näpfchenstruktur. Die Tiefenwerte der einzelnen Pixel werden über die Farbskala repräsentiert.



(b) Tiefenhistogramm der nebenstehenden Näpfchenstruktur. Im aufrecht schraffierten Anteil liegen 95 % der Bildpunkte, welche die Struktur bilden. Dies definiert die Näpfchentiefe T.

Abbildung 4.1.: Beispiel für eine mit dem Ultrakurzpulslaser erzeugten Näpfchenstruktur. ($\lambda = 1030\,\text{nm}$, $\tau_\text{H} = 8\,\text{ps}$, $f_\text{Rep} = 400\,\text{kHz}$, $d_\text{L} = 109\,\mu\text{m}$, $H = 0{,}3\,\text{J/cm}^2$, $N_\text{L} = 240$)

führlich beschrieben wird. Die Tiefe der Näpfchenstruktur ergibt sich aus dem Histogramm mit der Tiefeninformation auf der Abszissenachse. Dabei wird als Tiefe der Wert T definiert, ab welchem die kumulierte Häufigkeit der Bildpunkte mit einer Tiefe bis einschließlich T erstmals mindestens 95 % von der Gesamtbildpunkteanzahl, die die Struktur bilden, beträgt. Abbildung 4.1 verdeutlicht die Definition anhand einer Beispielstruktur. Das ablatierte Volumen V ergibt sich aus der Summe der Tiefenwerte über alle Bildpunkte multipliziert mit der lateralen Ausdehnung eines Bildpunktes.

4.3. Experimentelle Aufbauten zur Beobachtung des Prozessleuchtens

4.3.1. Koaxiale Aufnahme der Prozessemission mittels einer Photodiode

Das in der vorliegenden Arbeit am häufigsten eingesetzte Signalerfassungssystem ist eine Photodiode mit Verstärkerschaltung. Aufgrund ihrer kompakten und robusten Bauweise lässt sie sich einfach und sehr kostengünstig in eine Serienanlage integrieren. Mit ihrer hohen Lichtempfindlichkeit und Reaktionszeiten im Mikrose-

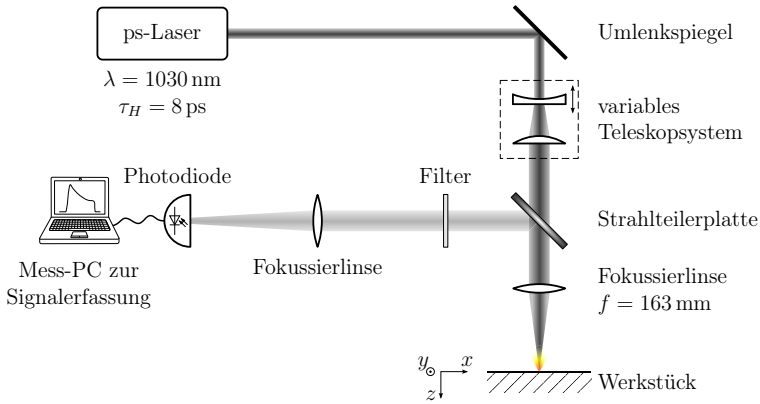


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur koaxialen Aufnahme des Prozessleuchtens mittels einer Photodiode. Die bei der Laserstrukturierung ausgesandte Prozessstrahlung wird über einen Strahlteiler von der Photodiode registriert. Ein angeschlossener Mess-PC erfasst das Photodiodensignal und wertet dieses online aus.

kundenbereich erfüllt sie die Anforderungen für die Aufnahme der optischen Prozessemission beim Mikrostrukturieren. Weiterhin sind die von einer Photodiode erzeugten Datenmengen vergleichsweise gering, so dass diese selbst bei den notwendigen hohen Abtastraten online ausgewertet werden können.

In Abbildung 4.2 ist der experimentelle Aufbau zur Erfassung des bei der Lasermikrobearbeitung entstehenden Prozessleuchtens mittels einer Photodiode skizziert. Der Laserstrahl gelangt zur Strahlaufweitung zunächst durch ein Teleskopsystem. Dieses besteht entsprechend der Galilei'schen Anordnung aus einer aufweitenden und einer fokussierenden Linse. Im Speziellen kann die aufweitende Linse mittels eines Linearmotors, welcher sich über einen Spannungswert steuern lässt, parallel zur optischen Achse verfahren werden. Die Einheit bewirkt somit zusätzlich eine steuerbare Divergenzänderung des Laserstrahls. Dieser trifft anschließend durch eine Strahlteilerplatte und eine weitere Linse der Brennweite $f = 163\,\mathrm{mm}$ fokussiert auf das Werkstück. Dabei kann die Lage der Fokusebene mithilfe der gezielten Divergenzänderung durch das Teleskopsystem in einem gewissen Bereich um die Probenoberfläche variiert werden. Somit können bei fester Position des Werkstückes auf einfache Art und Weise Näpfchenstrukturen mit verschiedenen Durchmessern erzeugt werden.

Das bei der Bearbeitung emittierte Prozessleuchten gelangt teilweise über die

Fokussierlinse zurück zum Strahlteiler. Dessen Beschichtung ist so gestaltet, dass die Laserwellenlänge transmittiert und Wellenlängen im Bereich von 400 nm bis 750 nm reflektiert werden. Die reflektierte Strahlung gelangt anschließend durch einen Filter, welcher im Bereich der Laserwellenlänge wirkt, fokussiert auf die Photodiode mit Verstärkerschaltung. Die Photodiode besteht aus einem Siliziumchip und ist hinsichtlich der spektralen Empfindlichkeit speziell für den ultravioletten bis sichtbaren Bereich ausgelegt.

Der von der Photodiode ausgegebene Photostrom wird mittels einer elektrischen Schaltung in ein Spannungssignal umgewandelt und verstärkt. Die weitere Erfassung dieses Signals geschieht über eine Oszilloskop-Karte in einem Mess-PC. Dies hat den Vorteil, dass das Signal mithilfe einer Auswertesoftware – in der vorliegenden Arbeit wurde LabVIEW verwendet – in Echtzeit analysiert, ausgewertet und die Ergebnisse digital dokumentiert werden können. Eine Beschreibung des Auswertealgorithmus ist in Abschnitt 4.4.2 zu finden.

4.3.2. Beobachtung der Prozessemission mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera

Möchte man das Prozessleuchten auch in seiner räumlichen Ausdehnung erfassen, so müssen Kameras für die bildgebende Beobachtung eingesetzt werden. Die beim Laserstrukturieren üblichen kurzen Prozesszeiten von wenigen Millisekunden, siehe Abschnitt 2.3, erfordern den Einsatz von Kameras mit einer hohen Wiederholrate der aufzunehmenden Bilder, sogenannte Hochgeschwindigkeitskameras. Solche Kameras können, je nach Größe des aufzunehmenden Bereiches, standardmäßig Bilder mit einer Wiederholrate von 50 kHz und mehr aufnehmen. Es ist somit möglich, eine ganze Serie von Aufnahmen bei der Erzeugung einer einzelnen Näpfchenstruktur zu erhalten. In anderen Bereichen der Lasermaterialbearbeitung, wie zum Beispiel dem Schweißen oder Beschichten, werden Hochgeschwindigkeitskameras bereits intensiv für die Prozessdiagnostik eingesetzt. So lässt sich mit ihnen zum Beispiel dem Phänomen der Spritzerbildung beim Laserstrahlschweißen auf den Grund gehen [98].

4.3.2.1. Koaxiale Anordnung der Kamera

Der experimentelle Aufbau zur flächenhaft aufgelösten Beobachtung des Prozessleuchtens ist in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt. Der Laserstrahl wird über eine halbdurchlässige Strahlteilerplatte durch eine Fokussierlinse mit der Brenn-

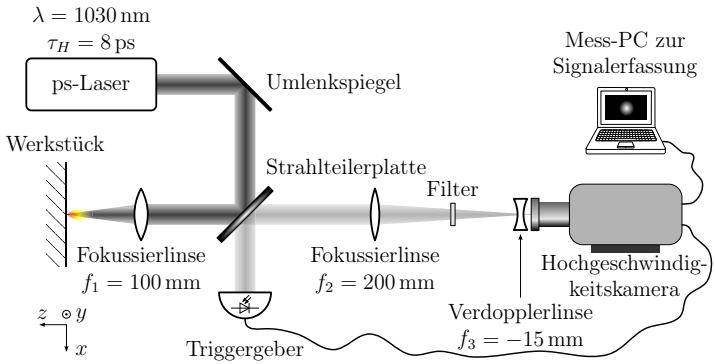


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur koaxialen Aufnahme des Prozessleuchtens anhand einer Hochgeschwindigkeitskamera während des Laserstrukturierens. Die Laserstrahlung wird über einen Strahlteiler auf das Werkstück fokussiert. Die von dort ausgesandte Prozessstrahlung gelangt wiederum durch den Strahlteiler zur Kamera, welche mittels einer Photodiode auf den Bearbeitungslaser getriggert wird.

weite $f_1 = 100\,\mathrm{mm}$ auf das Werkstück fokussiert. Das durch die Lasereinwirkung entstehende Prozessleuchten gelangt über die selbe Fokussierlinse durch die Strahlteilerplatte in einen weiteren Arm des Strahlteilers. Hier wird es mittels einer zusätzlichen Fokussierlinse der Brennweite $f_2 = 200\,\mathrm{mm}$ auf den Chip der Hochgeschwindigkeitskamera abgebildet. Darüber hinaus befindet sich ein schmalbandiger Filter für die Laserwellenlänge und eine Verdopplerlinse im optischen Strahlengang. Der Filter sorgt dafür, dass ein eventueller Rückreflex des Lasers von dem Werkstück aus nicht auf die Detektorfläche der Kamera gelangt. Die Verdopplerlinse der Brennweite $f_3 = -15\,\mathrm{mm}$ bewirkt eine Verdopplung der Abbildung, so dass mit dieser experimentellen Anordnung insgesamt eine vierfache Vergrößerung des Objektes auf dem Kamerachip erreicht werden kann.

Der Kamerachip selber besteht aus 512×512 in einem Array angeordneten CMOS-Sensoren und besitzt eine Größe von $8{,}192 \times 8{,}192\,\mathrm{mm}^2$. Somit entspricht die Länge eines Pixels im Kamerabild einer Objektlänge von $4\,\mu\mathrm{m}$. Bei der Belichtung der Detektorfläche wird jedem Pixel entsprechend der auf ihn fallenden Lichtintensität ein Grauwert zugeordnet. Dies ist ein ganzzahliger Wert zwischen 0 (entspricht schwarz/dunkel) und 255 (entspricht weiß/hell). Bei den Versuchen sollte die Belichtungszeit t_K, das heißt die Zeit innerhalb der der Chip die einfallende Lichtintensität registriert und summiert, so gewählt werden, dass der gesamte

8-Bit Empfindlichkeitsbereich ausgenutzt, ein großflächiges Übersteuern über den Grauwert von 255 jedoch verhindert wird. In einem Vorversuch wurde ein linearer Zusammenhang zwischen der einfallenden Lichtintensität und dem aufgenommenen Grauwert der Pixel ermittelt. Ferner ist es möglich, den Pixelbereich, in welchem der Kamerachip tatsächlich aufnehmen soll, auf den sogenannten ROI (Region of Interest) zu reduzieren. Hierdurch kann wiederum die Bilderwiederholrate f_{K}, mit der die Kamera die Aufnahmen tätigt, erhöht werden. Der Beginn der Filmaufnahme wird schließlich durch das Triggersignal einer Photodiode, welche sich im vierten Arm des Strahlteilers befindet und auf den ersten Puls des Bearbeitungslasers reagiert, ausgelöst.

Aufgrund der erhöhten Datenmenge, welche die Kamera ausgibt, erfolgt im Rahmen dieser Arbeit die Auswertung der Bildinformation im Nachgang an das Experiment. Der verwendete Algorithmus hierzu wird in Abschnitt 4.4.2 näher erläutert. Eine Beschreibung, wie die Daten in einer Serienanwendung online ausgewertet werden könnten, ist in Abschnitt 6.3 zu finden.

4.3.2.2. Seitliche Anordnung der Kamera

Zum weiterreichenden Verständnis der im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Signale wurde die Prozessemission außerdem senkrecht zum Bearbeitungsstrahl mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Abbildung 4.4 zeigt hierzu den experimentellen Aufbau, welcher zu großen Teilen dem aus Abbildung 4.2 entspricht. Die verwendete Kamera ist die gleiche, wie bei der koaxialen Anordnung, siehe vorherigen Abschnitt. Zur Abbildung auf den Kamerachip wird in diesem Fall allerdings ein Mikroskopobjektiv verwendet. Dies ermöglicht eine Vergrößerung von bis zu 12:1 und somit eine detaillierte Darstellung des Prozesseigenleuchtens. Zur Unterdrückung von gestreutem Laserlicht befindet sich wiederum ein schmalbandiger Filter für die Laserwellenlänge vor der Kamera. Es sei bemerkt, dass die verwendete Kamera bei weitem nicht die extrem hohe zeitliche Auflösung liefert, wie die in Abschnitt 3.2 beschriebenen ICCD-Kameras. Die Belichtungszeiten im Rahmen dieser Arbeit sind um mindestens vier Größenordnungen länger als die der ICCD-Kameras. Es wird daher nicht nur über das Prozessleuchten eines einzelnen Laserpulses, sondern zumeist über das von mehreren Laserpulsen integriert. Dafür gelingt es mit einer Hochgeschwindigkeitskamera, den gesamten Prozessablauf im Ganzen aufzunehmen. Ziel dieses Aufbaus soll vielmehr die Erlangung von Erkenntnissen zum Verständnis des koaxial aufgenommenen Photodiodensignalverlaufes sein und nicht die Erweiterung des Prozessverständnis beim

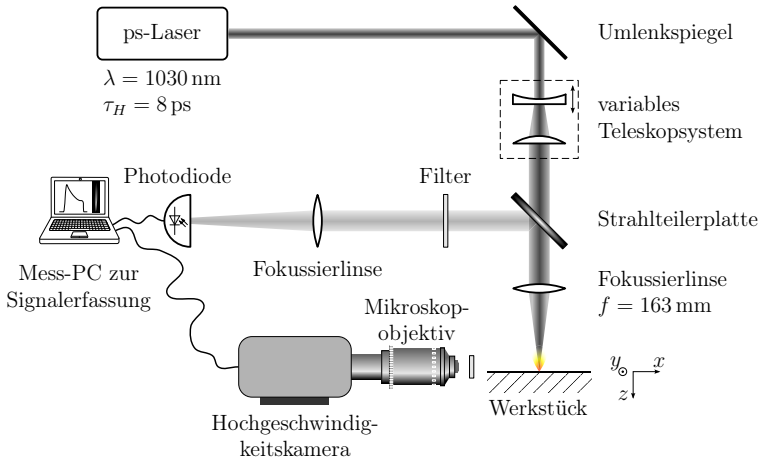


Abbildung 4.4.: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur seitlichen Beobachtung des Prozessleuchtens. Die Abbildung auf den Kamerachip erfolgt in diesem Fall mit einem Mikroskopobjektiv.

Mikrostrukturieren.

4.4. Methoden zur Auswertung der Signalinformationen

4.4.1. Verarbeitung des Photodiodensignals

Das Signal der Photodiode $S(t)$ wird mit einem Datenerfassungsgerät aufgezeichnet und in Echtzeit verarbeitet. Abbildung 4.5 zeigt exemplarisch den typischen Verlauf der Signalintensität einer koaxial angeordneten Photodiode bei der Strukturierung eines einzelnen Näpfchens. Eine ausführliche Diskussion des Verlaufes folgt in Abschnitt 5.2.1. Anhand der Darstellung sollen im Folgenden kurz die für die Prozessüberwachung wichtigsten Signalmerkmale erläutert werden.

Zunächst wird der Wert $S_{\max}$ und der Zeitpunkt $t_{\max}$ des globalen Maximums der Signalintensität ermittelt. Anschließend erfolgt die Bestimmung der Zeitpunkte des Beginns t_{A} und des Endes t_{E} des Prozesseigenleuchtens. Zu diesen Zeitpunkten überschreitet bzw. unterschreitet das Signal eine zuvor festgelegte Schwelle, das sogenannte Triggerlevel S_{T}. Die Höhe dieses Schwellwertes muss genügend hoch gewählt werden, so dass eine Triggerauslösung durch das Rauschen verhindert wird.

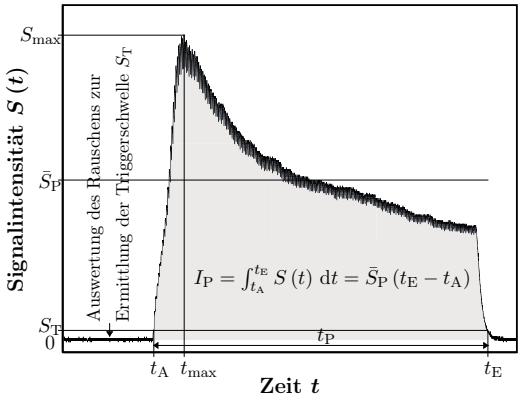


Abbildung 4.5.: Exemplarische Darstellung des zeitlichen Verlaufs der Signalintensität einer Photodiode während der Bearbeitung einer Näpfchenstruktur. Gekennzeichnet sind die in Echtzeit ausgewerteten Signalmerkmale.

Andererseits sollte jedoch das Prozessleuchten möglichst in seiner kompletten Breite erfasst werden. Bei den durchgeführten Versuchen hat sich der zehnfache Wert der Standardabweichung eines reinen Rauschsignals als praktikabel erwiesen. Dabei wird das Rauschsignal unmittelbar vor dem Strukturierungsprozess aufgenommen und ausgewertet. Um zu verhindern, dass unmittelbar nach t_A der Punkt t_E durch eine reine Signalschwankung festgelegt wird, beginnt die Suche nach Ende des Prozessleuchtens erst ab dem Zeitpunkt t_{max}. Zwischen dem Anfangs- und Endzeitpunkt der Prozessemission wird weiterhin die mittlere Signalamplitude $\bar{S}_P$ bestimmt, indem über die einzelnen Signalpunkte summiert und anschließend durch deren Anzahl dividiert wird. Die Multiplikation dieser mittleren Signalamplitude $\bar{S}_P$ mit der Zeitdauer des Prozessleuchtens $t_P = (t_E - t_A)$ führt schließlich auf das Integral $I_P = \int_{t_A}^{t_E} S(t)\,dt = \bar{S}_P(t_E - t_A)$ unter der Signalkurve.

Die beschriebene Auswertung der Signale ist online durchführbar und erfolgte im Rahmen dieser Arbeit mit der Software LabVIEW. Diese ermöglicht in der weiteren Analyse unter anderem einen Vergleich mit Sollwerten und eine Protokollierung der Messdaten. Weiterhin lassen sich mit dieser Software Routinen implementieren, welche einfach in einen Serienprozess zu integrieren sind.

(a) In der Bildmitte zeichnen sich die zur Auswertung relevanten Informationen über das Prozessleuchten als helle, runde Erscheinung ab.

(b) In logarithmischer Skalierung der Grauwerte wird der zusätzlich vorhandene, verrauschte und Offset-behaftete Hintergrund deutlich.

Abbildung 4.6.: Exemplarische Darstellung einer koaxialen Bildaufnahme des Prozessleuchtens während des Strukturierungsvorgangs.

4.4.2. Aufbereitung und Analyse der Bilddaten

Im Gegensatz zur Photodiode liefert die Hochgeschwindigkeitskamera ein zweidimensionales Signal. Dies bietet eine größere Vielfalt an Signalmerkmalen, erhöht jedoch gleichzeitig die Komplexität der Auswertung. So ist das Hauptziel der koaxialen Aufnahme mit einer Kamera die Erfassung der flächenhaften Ausdehnung des Prozessleuchtens, welches mit einer einzelnen, nahezu punktförmigen Photodiode nicht möglich ist.

Die Abbildung 4.6a zeigt exemplarisch eine Bildaufnahme der optischen Prozessemission während der Näpfchenstrukturierung. Sämtliche aufgenommenen Bilder vom Strukturierungsvorgang bestehen im Wesentlichen aus dem relevantem Prozessleuchten in der Bildmitte und dem Hintergrund. Zur besseren Verdeutlichung des Hintergrundes ist in der nebenstehenden Abbildung 4.6b selbige Bildaufnahme mit logarithmischer Skalierung der Grauwerte dargestellt.

Um die Auswertegenauigkeit der Dimensionserfassung des Prozessleuchtens zu erhöhen, empfiehlt sich zunächst eine Korrektur des Hintergrundes jeder einzelnen Bildaufnahme [99]. Der Hintergrund kann bestimmt werden durch zusätzliche Lichtquellen, wie das Umgebungslicht, Streulicht oder Reflexionen des Laserstrahls an den optischen Elementen. Dieser Störeinfluss wurde soweit als möglich durch den experimentellen Aufbau vermieden beziehungsweise reduziert. Somit wird in diesem Fall der Hintergrund vorwiegend durch die Kameraeigenschaften beeinflusst. Hierbei spielt das Rauschen, verursacht vom Detektorchip und durch die

Verstärkung der Photosignale, die entscheidende Rolle, siehe Abbildung 4.6b.

Der Abzug eines mittleren Hintergrundlevels stellt eine grobe Korrektur dar. Eine etwas bessere Korrektur wird durch den Abzug eines ganzen Hintergrundbildes erreicht, welches sich aus der Aufnahme und Mittlung mehrerer unmittelbar vor dem Bearbeitungsprozess aufgezeichneten Dunkelbilder ergibt. Allerdings kann bei dieser relativ einfachen Korrekturmethode durch die stochastische Natur des Hintergrundrauschens und durch eventuelle inhomogene Störeinflüsse während der Bearbeitungsdauer, ein Offset des Hintergrundes nicht immer vollständig und zuverlässig heraus gerechnet werden. Dies ist jedoch unbedingt sicher zu stellen, da, wie im Anschluss noch ersichtlich wird, selbst minimale Inhomogenitäten in der folgenden Auswertung große Fehler verursachen können.

Für die vorliegende Arbeit wurde daher ein Korrekturalgorithmus implementiert, welcher für jedes einzelne Bild individuell und unabhängig voneinander die belichteten, informationsrelevanten Pixel von den unbelichteten, durch Rauschen bestimmten Pixel trennt – in der digitalen Bildverarbeitung spricht man von Segmentierung. Dies geschieht über einen aus den Bildinformationen automatisch und individuell bestimmten dynamischen Schwellwert. So werden für jedes einzelne Bild exakt die zur Aufnahmezeit herrschenden, jeweiligen Randbedingungen berücksichtigt. Die folgenden Schritte erläutern den eingesetzten Korrekturalgorithmus. Die praktische Umsetzung erfolgte im Rahmen der Arbeit mit der Software MATLAB.

1. Das von der Kamera aufgenommene Ausgangsbild $\mathbf{A}$ kann als $m \times n$-Matrix aufgefasst werden, wobei m die Gesamtbreite und n die Gesamthöhe des Bildes in Pixel repräsentiert. In den Matrixelementen $A_{i,j}$ ist der Grauwert des Pixels mit der Position (i, j) gespeichert. Von $\mathbf{A}$ wird zunächst mittels einer binomischen 5×5-Filtermaske das gemittelte Hilfsbild $\mathbf{Z}$ berechnet. Die geeignete Größe der Filtermaske hängt von der Größe des zu mittelnden Bildes ab. Empfohlen wird ein Wert zwischen 2 % und 5 % der Bildgröße [100].

2. Von $\mathbf{Z}$ wird in den sicher unbelichteten Bereichen am Rand des Bildes der Mittelwert μ und die Standardabweichung σ der Grauwerte gebildet

3. Von jedem Pixel $Z_{i,j}$ wird der Mittelwert μ subtrahiert und diese Differenz mit dem dreifachen der Standardabweichung 3σ verglichen. Ist die Differenz $Z_{i,j} - \mu \geq 3\sigma$, so gilt der Pixel (i, j) als belichtet aufgrund der Prozessemission. Anderenfalls wird dieser Pixel als unbelichtet angesehen.

4. Die Gesamtheit der als belichtet identifizierten Pixel vermindert um μ ergibt das Zwischenbild $\mathbf{B}$, wobei den unbelichteten Pixel der Wert 0 zugeordnet

wird

$$B_{i,j} = \begin{cases} A_{i,j} - \mu & Z_{i,j} - \mu \geq 3\sigma \\ 0 & Z_{i,j} - \mu < 3\sigma \ . \end{cases} \tag{4.1}$$

5. Unter der Annahme, dass das Hintergrundrauschen normalverteilt ist, werden durch die unter Punkt 3 getroffene Wahl der dreifachen Standardabweichung als Segmentierungskriterium 99,7 % der Pixel des Hintergrundes ausselektiert. Allerdings könnte durch inhomogene Einflüsse die Hintergrundverteilung von einer Normalverteilung abweichen. Darüber hinaus ist für die weitere Berechnung eine 100 %'ige Segmentierung in Hintergrund und relevantem Prozessleuchten notwendig. Somit erfolgt im letzten Schritt des Korrekturalgorithmus ausgehend vom Zwischenbild **B** eine weitere Segmentierung nach der Größe der als zusammenhängend belichtet identifizierten Gebiete. Ist ein als belichtet identifiziertes, zusammenhängendes Gebiet kleiner als 0,2 % der Gesamtpixelanzahl des Bildes $m \cdot n$, so werden die Pixelwerte dieses Gebietes auf 0 gesetzt. Anderenfalls wird nichts unternommen, da davon ausgegangen wird, dass die Belichtung tatsächlich durch die optische Prozessemission erfolgte. Bei der Nachbarschaftsbetrachtung werden die vier nächsten Nachbarn eines Pixels berücksichtigt. Hierdurch ergibt sich schließlich das zur weiteren Auswertung verwendete Hintergrund-korrigierte Bild **P**.

Die Grundideen dieses Algorithmus finden in vielen Anwendungen der digitalen Bildverarbeitung ihren Nutzen [101, 102], so unter anderem auch im Bereich der Laserstrahlvermessung [100].

Die Grafik 4.7 zeigt für das Bild aus Abbildung 4.6 das mit obigem Algorithmus berechnete Hintergrund-korrigierte Bild **P**. Neben dem eigentlichen Prozessleuchten sind keine weiteren Informationen im Bild enthalten. Demnach kann mit dem Bild **P** die Analyse der optischen Prozessemission, insbesondere hinsichtlich der größenmäßigen Ausdehnung des Leuchtens, erfolgen. Hierzu wird die Matrix **P** als eine zweidimensionale, diskrete Verteilung aufgefasst.

Quantitativ lässt sich eine Verteilung über seine Momente charakterisieren. So beschreiben die ersten Momente

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j i P_{ij} \tag{4.2}$$

$$\langle y \rangle = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j j P_{ij} \tag{4.3}$$

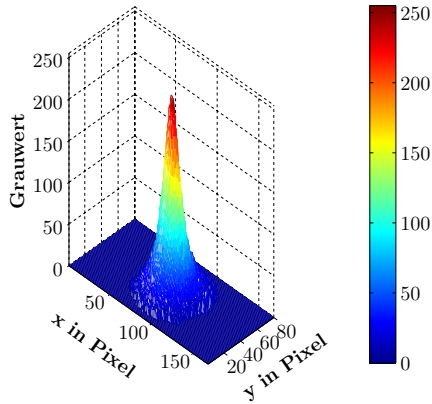


Abbildung 4.7.: Dreidimensionale Darstellung des Hintergrund-korrigierten Bildes aus Abbildung 4.6. Abseits vom relevanten Prozessleuchten, welches einer zweidimensionalen Gaußverteilung ähnelt, sind die Pixel auf den Wert 0 gesetzt.

den Erwartungswert beziehungsweise den Schwerpunkt der Verteilung, wobei der Normierungsfaktor

$$N = \sum_i \sum_j P_{i,j} \tag{4.4}$$

zu berücksichtigen ist. Die Streuung beziehungsweise die Breite der Verteilung entlang den Koordinatenachsen ergibt sich aus den zweiten Momenten

$$\left\langle x^2 \right\rangle = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j \left(i - \langle x \rangle\right)^2 P_{ij} \tag{4.5}$$

$$\left\langle y^2 \right\rangle = \frac{1}{N} \sum_i \sum_j \left(j - \langle y \rangle\right)^2 P_{ij} \; . \tag{4.6}$$

Auf Grundlage dieser Werte lässt sich der Durchmesser der Verteilung beziehungsweise der Durchmesser des Prozessleuchtens entlang den Koordinatenachsen für $N > 0$ wie folgt definieren

$$d_x = 2\sqrt{\langle x^2 \rangle} \tag{4.7}$$

$$d_y = 2\sqrt{\langle y^2 \rangle} \; . \tag{4.8}$$

Im Rahmen dieser Arbeit handelt es sich bei dem Prozessleuchten weitestgehend um eine kreisförmige Erscheinung. Unter dieser Voraussetzung lässt sich schließlich

der Durchmesser des Prozessleuchtens d als quadratisches Mittel der Durchmesser entlang der Koordinatenachsen berechnen

$$d = \begin{cases} \sqrt{\frac{d_x^2+d_y^2}{2}} & N > 0 \\ 0 & N = 0 \end{cases} \tag{4.9}$$

$$= \begin{cases} \sqrt{2}\sqrt{\langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle} & N > 0 \\ 0 & N = 0\,. \end{cases} \tag{4.10}$$

Falls es sich um ein gänzlich unbelichtetes Bild mit $N = 0$ handelt, wird der Durchmesser als Null definiert. Aus den obigen Formeln wird nun auch ersichtlich, weshalb die Hintergrundkorrektur zuverlässig die nicht zur Prozessemission gehörenden Pixelwerte ausnullen muss. Für die zweiten Momente werden die Grauwerte $P_{i,j}$ quadratisch mit dem Abstand vom Schwerpunkt gewichtet, siehe Gleichung (4.5) und (4.6). Auch vereinzelte, geringer Pixelwerte am Rand des Bildes können folglich das Ergebnis für die zweiten Momente und somit auch den Durchmesser des Prozessleuchtens erheblich verfälschen.

Es sei bemerkt, dass bei der Vermessung eines Laserstrahls dessen Charakterisierung ebenfalls auf Grundlage der Momente seiner Intensitätsverteilung erfolgen kann [99, 103, 104]. Der Unterschied zur Definition beim Laserstrahldurchmesser besteht im Faktor vor dem Wurzelterm in Gleichung (4.7) und (4.8). Der Wert 2 wurde hier so gewählt, dass sich in den Kameraaufnahmen eine gute Übereinstimmung mit der Größe der optischen Prozessemission ergibt. Weiterhin sei darauf hingewiesen, dass die bereits in Abschnitt 4.2 erwähnte automatische Auswertung der mittels Lasermikroskop aufgenommenen Näpfchenstrukturen hinsichtlich ihrer Durchmesser, aufgrund deren ebenfalls Gauß-förmigen Vertiefung, im Wesentlichen auf dem hier beschriebenen Algorithmus beruht.

4.5. Aufnahme der thermischen Eigenstrahlung der Probenoberfläche

Im Rahmen dieser Arbeit soll im Anschluss an den Bearbeitungsprozess die thermische Strahlung der strukturierten Oberfläche zweidimensional aufgenommen werden. Die Aufnahme erfolgt mit einer kommerziell erhältlichen Infrarot-Kamera, die wie CCD- und CMOS-Kameras aus Quantendetektoren aufgebaut ist. Dies bedeutet, dass die auftreffende Strahlung direkt und somit sehr effizient in ein elektri-

sches Signal umgewandelt wird. Das für diese Experimente verwendete Material, aus welchem der Quantendetektor besteht, ist Indiumantimonid (InSb) mit einer spektralen Empfindlichkeit im Bereich von $1{,}1\,\mu\text{m} \leq \lambda \leq 5{,}3\,\mu\text{m}$. 640×512 solcher Einzeldetektoren sind in der Form des Kamerachips zu einem Matrixdetektor der Größe $9{,}60 \times 7{,}68\,\text{mm}^2$ zusammengesetzt und ermöglichen somit die bildgebende Erfassung der Wärmestrahlung. Mit einer hohen Empfindlichkeit von 14 bit gestattet es der Kamerachip selbst geringste Unterschiede in der Intensität der thermischen Strahlung aufzulösen. Zur Abbildung der Mikrometer großen Laserstrukturen auf den Kamerachip wird ein zehn-fach-Mikroskopobjektiv mit einem für die Transmission optimierten Wellenlängenbereich von $3\,\mu\text{m} \leq \lambda \leq 5\,\mu\text{m}$ verwendet. Die Länge eines Pixels im Kamerabild entspricht somit einer Objektlänge von 1,5 µm. Allerdings ist beugungsbedingt die maximale Auflösung für den beobachtbaren Spektralbereich auf circa 3 µm begrenzt. Kleinere Strukturen werden nicht mehr scharf abgebildet.

Die Beobachtung der Probenoberfläche mit dem Kamerasystem geschieht senkrecht zu dieser. Beim Probenmaterial handelt es sich um den auch in anderen Experimenten verwendeten gewöhnlichen Vergütungsstahl C45 entsprechend der Norm DIN EN 10083-2 [105]. Zur vorherigen Strukturierung wurden beide in Abschnitt 4.1 beschriebenen Lasersysteme eingesetzt. Die Aufnahme der von der Probenoberfläche ausgesandten thermischen Strahlung erfolgt bei einer Umgebungstemperatur von $T = 25\,°\text{C}$ und ohne aktive thermische Anregung. Die aufgezeichneten Bilder verdeutlichen somit keine Temperaturunterschiede, sondern eventuell vorhandene lokale Variationen in der Emissivität der Oberflächenelemente.

5. Integrale, breitbandige Erfassung der optischen Prozessemission

In dem folgenden Kapitel soll erörtert werden, inwieweit sich die Photodiode, als einfaches und kostengünstiges Instrument zur Erfassung von optischen Signalen, zur Überwachung bei der Einbringung von Näpfchenstrukturen mittels eines Ultrakurzpulslasers eignet. Hierzu wird zunächst das mit einer Photodiode aufgenommene Signal der optischen Prozessemission in Abhängigkeit der unterschiedlichen Prozessparameter analysiert. Dieses so erlangte Verständnis vom Signalverlauf dient als Grundvoraussetzung für die Untersuchungen hinsichtlich der Korrelation mit den in Abschnitt 3.4 erläuterten Struktureigenschaften. Weiterhin werden auf dieser Basis Möglichkeiten zur Prozessüberwachung aufgezeigt und anschließend das Umsetzungspotential für einen Serienprozess diskutiert.

5.1. Spektroskopische Analyse der Prozessemission

Zur genaueren Charakterisierung der optischen Prozessemission, die bei der Strukturierung einer Materialprobe aus C45-Vergütungsstahl entsteht, soll diese zunächst spektral analysiert werden. Dabei wurde ein experimenteller Aufbau ähnlich zu dem aus Abbildung 4.4 verwendet mit dem Unterschied, dass sich anstelle der Hochgeschwindigkeitskamera mit Mikroskopobjektiv an jenem Ort das eine Ende einer optische Faser befand, welche die lateral aufgenommene optische Prozessemission einem Spektrometer zuführte.

Abbildung 5.1 zeigt das aufgenommene Spektrum des Prozessleuchtens für einen typischen Abtragsparameter. Es lässt sich in zwei charakteristische Bereiche aufteilen. Im ultravioletten Bereich bis circa 450 nm dominieren eine Vielzahl von diskreten Peaks den spektralen Verlauf. Diese besitzen ihren Ursprung in den, im

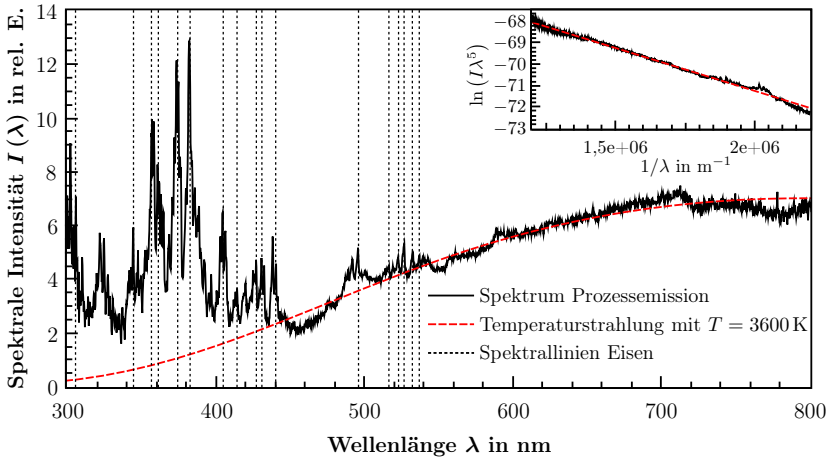


Abbildung 5.1.: Spektrum der optischen Prozessemission beim Laserstrukturieren. Im kurzwelligen Bereich sind diskrete Spektrallinien – insbesondere von angeregten Eisenatomen – deutlich zu erkennen. Der sichtbare Bereich ist charakterisiert durch die Schwarzkörper-ähnliche thermische Emission der beim Abtrag erzeugten Nanopartikel. Mithilfe der sich aus der linearen Regression ergebenen Temperatur, wurde die gestrichelte Kurve als Fit entsprechend Gleichung (5.1) für diesen Bereich eingezeichnet. ($\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$, $\tau_\mathrm{H} = 8\,\mathrm{ps}$, $f_\mathrm{Rep} = 400\,\mathrm{kHz}$, $d_\mathrm{L} = 109\,\mu\mathrm{m}$, $H = 0{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$)

atomaren Zustand vorliegenden, elektronisch angeregten Abtragsprodukten, welche unter der Aussendung von Lichtquanten mit diskreter Energie in den Grundzustand relaxieren. Zur Bestätigung dessen sind im Diagramm 5.1 einige der intensitätsstärksten Spektrallinien von Eisen eingezeichnet [106]. Sie stehen in guter Überdeckung zu den Peaks des aufgenommenen Spektrums. Die restlichen Peaks in diesem Bereich lassen sich den weiteren Elementbestandteilen der Probe oder ebenfalls dem Eisen zuordnen. Die Verdampfung und Ionisation beziehungsweise die Anregung der Atome resultiert, wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, aus der hohen absorbierten Laserenergie in den obersten Materialschichten.

Der sichtbare Spektralbereich ist von einem kontinuierlichen Verlauf geprägt, der nur vereinzelt durch einige Spektrallinien vom Eisen überlagert wird. Im Wesentlichen illustriert jene Charakteristik die thermische Emission der Abtragsprodukte, welche überwiegend in Form von Nanopartikeln vorliegen – siehe dazu auch Abschnitt 2.2.3 und 2.2.5. Der spektrale Verlauf lässt sich mithilfe des Planck'schen Strahlungsgesetzes (2.23) beschreiben und wird somit vor allem durch die Tempe-

ratur T der emittierenden Partikel bestimmt. Dabei kann für den betrachten Spektralbereich davon ausgegangen werden, dass die Energie der ausgestrahlten Photonen groß gegen die thermisch zur Verfügung gestellte Energie ist ($hc_0/\lambda \gg k_\mathrm{B}T$). Für diesen Fall lässt sich die Intensität der emittierten Strahlung in guter Näherung durch das Wien'sche Gesetz beschreiben

$$I(\lambda) \propto \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{hc_0}{\lambda k_\mathrm{B} T}\right) . \tag{5.1}$$

Die Temperatur T der Nanopartikel kann somit über eine Ausgleichsrechnung abgeschätzt werden [107]. Hierzu zeigt die eingefügte Grafik in Abbildung 5.1 die aus dem Spektrum ermittelten Werte $\ln\left(I\lambda^5\right)$, aufgetragen über dem Inversen der Wellenlänge. Aus dem Wert des Anstiegs $m = -\frac{hc_0}{k_\mathrm{B}T}$ ergibt sich die Temperatur zu $T \approx 3600\,\mathrm{K}$. Vergleicht man dieses Ergebnis mit den in der Literatur für Eisen angegebenen Werten der Siedetemperatur $T_\mathrm{b} = 3134\,\mathrm{K}$ und der kritischen Temperatur $T_\mathrm{c} = 9300\,\mathrm{K}$ [108], so ergibt sich – eine gewisse Abkühlung bei der Expansion mit in Betracht gezogen – durchaus ein plausibler Wert.

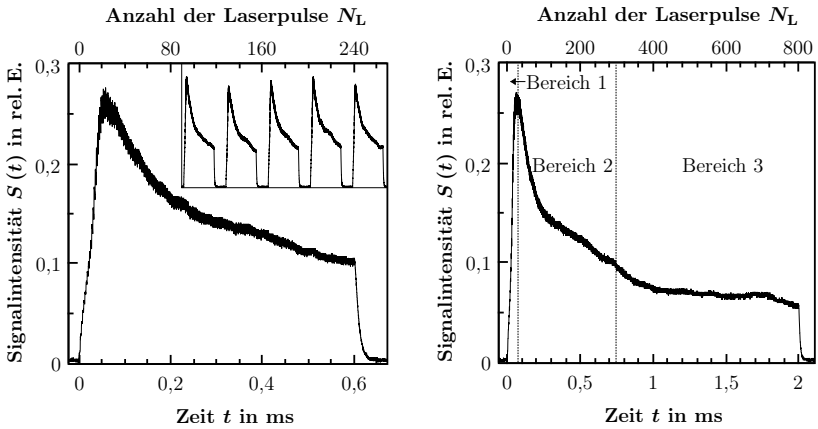
Bei einer Erhöhung der zum Abtrag verwendeten Fluenz der Laserstrahlung lässt sich im Spektrum erkennen, dass die Intensität der diskreten Linien stärker zunimmt als die Intensität des kontinuierlichen Bereichs. Dies lässt sich mit der vermehrten Konzentration an atomaren Abtragsprodukten im Materialdampf erklären. Die experimentellen Beobachtungen sind konsistent mit den in Abschnitt 2.2.3 beschrieben Mechanismen zum Lasermaterialabtrag und wurden so auch bei ähnlichen Experimenten in der Vergangenheit beobachtet und näher erläutert [41, 38]. Wie aus den Darstellungen in Abschnitt 3.2 ersichtlich wurde, lassen sich die beiden charakteristischen Spektren unterschiedlichen Abtragsmechanismen zuordnen und auch zeitlich voneinander trennen. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Spektrometer besitzt allerdings nicht die dafür nötige hohe zeitliche Auflösung.

In [61] wird die Möglichkeit der Nutzung des Spektrums zur Prozessüberwachung beim Bohren beschrieben. Auch wenn sich, wie oben erwähnt, beim Strukturierungsprozess ebenfalls eine gewisse Korrelation des spektralen Verlaufes mit den Prozessparametern andeutet, so soll im Rahmen dieser Arbeit auf nähere Untersuchungen hierzu verzichtet werden. Begründet liegt dies in der Tatsache, dass die spektral aufgelöste Signalerfassung den Einsatz relativ kostenintensiver Detektoren erfordert und darüber hinaus die Signalauswertung komplex gestalten würde. Stattdessen behandeln die folgenden Abschnitte die breitbandige, integrale Erfassung der optischen Prozessemission mithilfe einer Photodiode.

5.2. Verlauf des koaxialen Photodiodensignals

5.2.1. Strukturierung mit typischen Bearbeitungsparametern

Es soll zunächst der Signalverlauf für die Strukturierung mit einem typischen Abtragsparameter betrachtet werden. Hierbei stellt sich zuvor die Frage, was den typischen Parametersatz ausmacht. Die entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 3.4 vorgegebene Näpfchengeometrie soll in kürzester Zeit ohne Schmelzaufwürfe erzeugt werden. Dabei wird der Näpfchendurchmesser D weitestgehend durch den Durchmesser des Laserstrahls auf der Werkstückoberfläche d_{L} bestimmt. Die Anzahl der Laserpulse N_{L} auf die Bearbeitungsstelle legt im Wesentlichen die Tiefe des Näpfchens T fest und die Wiederholrate der Pulse f_{Rep} wird zunächst zum Erreichen einer hohen Bearbeitungsgeschwindigkeit auf den für den verwendeten Laser maximalen Wert von 400 kHz gesetzt. Die größten Variationsmöglichkeiten ergeben sich bei der Wahl der Pulsenergie Q_{L} beziehungsweise der sich daraus ergebenden Energiedichte H. Diese ist notwendigerweise mindestens so groß zu wählen, dass die materialabhängige Abtragsschwelle H_{th} überschritten wird. Für den in der vorliegenden Arbeit verwendeten C45-Vergütungsstahl hat sich mit der in [109] vorgestellten experimentellen Methode zur Ermittlung der Abtragsschwelle ein Wert von $H_{\mathrm{th}} = (0{,}08 \pm 0{,}01)\ \mathrm{J/cm^2}$ ergeben. Mit zunehmender Energiedichte steigt entsprechend Abbildung 2.3b der Abtrag pro Puls und somit die Wirtschaftlichkeit der Bearbeitung. Nach oben beschränkt allerdings die signifikanten Erzeugung von Schmelze den Wert der Energiedichte. Jedoch handelt es sich um eine subjektive Einschätzungen, ab wann die Erzeugung von Schmelze als signifikant anzusehen ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde empirisch durch eine Vielzahl von Strukturierungsversuchen und anschließender mikroskopischer Betrachtung ein Wert von circa $H_{\mathrm{m}} \approx 0{,}5\ \mathrm{J/cm^2}$ ermittelt. Dabei resultiert das Vorhandensein von Schmelze nicht notwendigerweise unmittelbar in Gratbildung. Vielmehr sind zunächst im Zentrum der Näpfchenstruktur, eine Vielzahl von Erhöhungen bei sonst glatter Oberfläche zu erkennen, siehe hierzu Abbildung 7.5b auf Seite 124, welche die Schmelzpeaks in einer ausgeprägteren Form zeigt. Dies deutet auf Gasblasenbildung in der schmelzflüssigen Phase kurz unterhalb der Oberfläche hin, wie sie bei dem Modell der Phasenexplosion in Abschnitt 2.2.3 beschrieben wurde. Bei noch höheren Energiedichten steigt mit zunehmender Schmelzfilmdicke und Gasblasenbildung die Stärke der Phasenexplosion und in Kombination mit einem erhöhten Verdampfungsdruck auch die Gefahr der Gratbildung. Im Rahmen



(a) Photodiodensignalverlauf zu der Strukturierung von einem und mehrerer Näpfchen mit dem typischen Abtragsparameter. ($N_L = 240$)

(b) Bei einer längeren Bearbeitungszeit lässt sich das Signal in drei charakteristische Bereiche einteilen. ($N_L = 800$)

Abbildung 5.2.: Koaxial, mit einer Photodiode erfasste optische Prozessemission beim Laserstrukturieren. ($\lambda = 1030\,\text{nm}$, $\tau_H = 8\,\text{ps}$, $f_{Rep} = 400\,\text{kHz}$, $d_L = 109\,\mu\text{m}$, $H = 0{,}3\,\text{J/cm}^2$)

dieser Arbeit soll das deutliche Vorhandensein von Schmelze möglichst vermieden werden. Bei dem typischen Abtragsparameter wird daher mit einer Energiedichte von $H = 0{,}3\,\text{J/cm}^2$ gearbeitet. Abbildung 4.1a auf Seite 59 zeigt beispielhaft eine mit diesem Abtragsparameter erzeugte Näpfchenstruktur.

Das zu dieser Näpfchenstruktur gehörende, mit dem Aufbau aus Abbildung 4.2 koaxial aufgenommene Photodiodensignal der optischen Prozessemission ist in Abbildung 5.2a dargestellt. Zur Veranschaulichung der sehr guten Reproduzierbarkeit des Signalverlaufs, ist oben rechts das Ergebnis für die Strukturierung einer Serie von Näpfchen mit dem identischem Parameter abgebildet. Bei einer zeitlich aufgelösteren Betrachtung des Signals lässt sich – eine ausreichend hohe Abtastrate bei der Signalaufnahme vorausgesetzt – das von jedem Laserpuls hervorgerufene Leuchten einzeln als Peak erkennen. Diese besitzen, entsprechend der eingestellten Repetitionsrate von $f_{Rep} = 400\,\text{kHz}$, exakt einen zeitlichen Abstand von $1/f_{Rep} = 2{,}5\,\mu\text{s}$. Wie aus Abbildung 5.2 ersichtlich wird, geht das Signal zwischen den einzelnen Laserpulsen nicht auf Null zurück. Dies liegt in dem relativ zur Leuchtzeit trägen Abklingverhalten der Verstärkerschaltung für den Photodiodenstrom begründet. Versuche mit einer schnelleren Schaltung und sensibleren Signalerfas-

sung ergeben detektierbare Leuchtzeiten aufgrund eines einzelnen Laserpuls von $100 - 150\,\mathrm{ns}$. Jedoch ist die Signalstärke hierbei extrem niedrig und es fallen infolge der wesentlich höheren Abtastrate sehr große Datenmengen an. Diese Nachteile relativieren den Informationsgewinn, der durch die hohe zeitliche Auflösung entsteht. Zumal, wie aus den folgenden Ausführungen noch deutlich wird, die hohe zeitliche Auflösung bei der zumeist integralen Betrachtung des Signals unnötig ist. Es genügen daher eine einfachere Verstärkerschaltung und Abtastraten bei der Signalaufnahme um $1\,\mathrm{MHz}$.

Der typische Signalverlauf, wie ihn Abbildung 5.2 zeigt, lässt sich in drei Bereiche einteilen. Innerhalb der ersten 20-40 Laserpulse, ist ein steiler Anstieg des Photodiodensignals auf einen maximalen Wert zu erkennen. Dabei lässt sich weiterhin beobachten, dass mit steigender Fluenz das Maximum in einer geringeren Anzahl an Laserpulsen erreicht wird, siehe dazu Abbildung 5.7 auf Seite 86. Die Anfangssteigung im Signalverlauf tritt auch – im untersuchten Bereich von $0{,}1\,\mathrm{Hz} \leq f_{\mathrm{Rep}} \leq 400\,\mathrm{kHz}$ – unabhängig von der Repetitionsrate auf. Bei der koaxialen Aufzeichnung des Prozessleuchtens und des Stoßwellenradius beim Bohren wird jene Anfangssteigung ebenfalls beobachtet [61, 110]. Begründet wird dies dort mit einer zunehmend gerichteten Abstrahlcharakteristik bei der Ausbildung der Bohrkapillare. Aufgrund des – insbesondere am Anfang des Strukturierungsprozesses – geringen Aspektverhältnisses von $T/D < 0{,}01$ der hier erzeugten Strukturen, greift dieses Argument in dem vorliegenden Fall jedoch nicht. Erklären lässt sich die Zunahme der optischen Prozessemission allerdings mit der ebenfalls während den ersten Laserpulsen beobachteten Erhöhung der Oberflächenrauheit in der Bearbeitungszone des Werkstückes und der damit einhergehenden Steigerung des Einkoppelgrades η_{A}. Der Einfluss der Rauheit einer Oberfläche auf das Absorptionsverhalten von Laserstrahlung wurde sowohl experimentell [28, 111] wie auch theoretisch mittels Monte-Carlo-Simulationen, basierend auf zwei- und dreidimensionalen Raytracing-Modellen, untersucht [112, 113]. Dabei erweist sich das Verhältnis σ/τ aus der Breite σ der Höhenverteilungsfunktion zur Korrelationslänge τ der Autokovarianzfunktion des Oberflächenprofils als geeignetes Rauheitsmaß zur diesbezüglichen Charakterisierung einer Oberfläche. Im Gegensatz zu einfachen Rauheitskennwerten, wie der mittleren oder quadratischen Rauheit R_{a} beziehungsweise R_{q}, wird beim Verhältnis σ/τ, durch Einbeziehung der Korrelationslänge, der Abstand der Rauheitshügel zueinander mit in Betracht gezogen. Die Experimente und Simulationen zeigen, dass mit einem höheren Wert des Verhältnisses σ/τ auch der Einkoppelgrad der

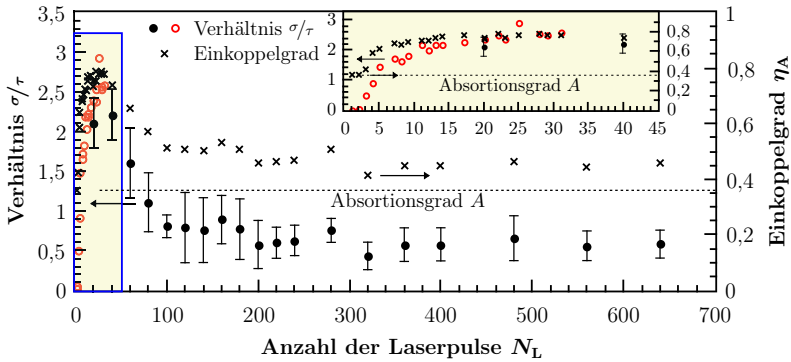


Abbildung 5.3.: Entwicklung der Rauheit, ausgedrückt durch das Verhältnis σ/τ, im Näpfchengrund mit der Anzahl der Laserpulse auf die identische Stelle. Die nicht ausgefüllten Messpunkte in der Anfangsphase sind Einzelmessungen, wohingegen sich die ausgefüllten Messpunkte jeweils als Mittelwert aus einer Mehrfachmessung ergeben. Ausgehend von einer polierten Oberfläche steigt die Rauheit zu Beginn des Strukturierungsprozesses deutlich an, bevor sie im weiteren Verlauf auf einen annähernd konstanten Wert abfällt. Analog zeigt sich der Verlauf des Einkoppelgrades η_A. ($\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$, $\tau_H = 8\,\mathrm{ps}$, $f_{Rep} = 400\,\mathrm{kHz}$, $d_L = 109\,\mu\mathrm{m}$, $H = 0{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$)

Oberfläche steigt. Dies wird auf das Auftreten von Mehrfachstreuungen innerhalb der rauen Oberfläche zurückgeführt wird. So kann die Einkopplung in eine raue Oberfläche – insbesondere für $\sigma/\tau > 1$ – um ein Vielfaches höher sein, wie die Absorption einer glatten [114]. Abbildung 5.3 zeigt das aus der Oberflächentopografie im Näpfchengrund ermittelte Verhältnis σ/τ in Abhängigkeit von der Anzahl der Laserpulse, welche die Struktur erzeugt haben. Weiterhin ist der mittels Raytracing-Simulationen ermittelte Einkoppelgrad η_A dargestellt. Der dazu verwendete, grundlegende Programmcode zur Berechnung des Verhältnisses σ/τ und des Einkoppelgrades stammt aus der Referenz [115]. Betrachtet man zunächst den detaillierter aufgelösten Anfangsbereich bis zu einer Anzahl von 31 Laserpulsen, so ergibt sich, ausgehend von einer polierten Oberfläche, mit jedem Laserpuls eine monotone, im Anstieg jedoch abnehmende Zunahme des Verhältnisses σ/τ. Korrespondierend steigt der Einkoppelgrad auf mehr als das Doppelte vom ursprünglichen Wert des Absorptionsgrades $A = 0{,}36$. Im Bereich von 20-40 Laserpulsen erreicht das Verhältnis σ/τ und der Einkoppelgrad seinen maximalen Wert. Diese Stelle steht in guter Übereinstimmung mit dem maximalen Wert des Photodiodensignals aus Abbildung 5.2. Im mikroskopischen Bild erkennt man in jenem Anfangsbereich

zum Teil das Auftreten von Riffel-ähnlichen Strukturen (engl. LIPSS, laser induced periodic surface structures), welche – entsprechend der gängigsten Theorie – durch die Interferenz der einfallenden Laserstrahlung mit einer durch ihr erzeugten optischen Oberflächenwelle entstehen [116, 117, 118]. Das beobachtete Anstiegsverhalten des Photodiodensignals lässt sich demnach mit einer durch die ersten Laserpulse bewirkten, signifikanten Zunahme der Rauheit der ursprünglich polierten Oberfläche erklären. Die Zunahme der Rauheit führt zu einer Erhöhung der absorbierten Laserenergie und folglich vermehrtem Materialabtrag und intensiverem Prozessleuchten.

Nach dem Durchschreiten eines maximalen Intensitätswertes werden die Photodiodensignale aus Abbildung 5.2 im zweiten Bereich wieder schwächer. Dabei verringert sich die Stärke des Abfalls mit zunehmender Prozesszeit, so dass das Signal gegen ein konstantes Niveau strebt. Vergleichbar ist dieses Verhalten mit der Phase II des Hirschegg-Modells zum Bohren mit Kurzpulslasern, in welcher der Abtrag pro Puls stark abnimmt [119, 120]. Begründet wird dies mit einer veränderten Energieeinkopplung und Wärmeleitung sowie behindertem Materialauswurf durch die zunehmende geometrische Kapillarausprägung [121, 66]. Aufgrund des geringen Aspektverhältnisses spielen solche Effekte beim Oberflächenstrukturieren jedoch keine Rolle. Weiterhin wird beim Hirschegg-Modell der Abfall mit der vermehrten Abschirmung des Bearbeitungslasers durch das Plasma oberhalb der Abtragszone erklärt. In dem hier betrachteten Fall wird allerdings – im Vergleich zum Bohren – mit wesentlich geringeren Energiedichten gearbeitet, so dass auch dieser Punkt für den typischen Bearbeitungsparameter ausgeschlossen werden kann. Ferner tritt dieser Verlauf um das Maximum im untersuchten Bereich unabhängig von der verwendeten Repetitionsrate auf. Vielmehr, so ergibt es sich aus dem weiteren Verlauf des Verhältnisses σ/τ in Abbildung 5.3, hängt der Abfall des Photodiodensignals mit der wiederum geringer werdenden Oberflächenrauheit am Näpfchengrund zusammen. Mit fortschreitender Strukturierung auf die identische Stelle ebnen sich die anfänglich erzeugten feinen Unebenheiten wieder ein und die Oberfläche wird glatter. Veröffentlichte Experimente zu Riffelstrukturen haben ebenfalls gezeigt, dass diese durch weitere Laserbestrahlung eher zerstört werden, sobald die Riffels eine Höhe erreicht haben, die im Bereich der Laserwellenlänge liegt [117]. Somit sinkt während der Bearbeitung neuerlich der Einkoppelgrad, was folglich in geringerem Volumenabtrag – siehe auch schon Abbildung 5.10b auf Seite 92 – und verminderter optischer Prozessemission resultiert.

Im dritten charakteristischem Bereich des Photodiodensignals aus Abbildung 5.2b,

der ab Pulszahlen größer circa 300 eintritt, verharrt das Signal schließlich auf der Höhe von ungefähr einem Drittel des ursprünglichen Maximalwertes. Auch das Rauheitsmaß aus Abbildung 5.3 besitzt ab diesem Stadium einen annähernd konstanten Wert, der deutlich unterhalb des Maximalwertes liegt. In jener Prozessphase finden keine markanten Änderungen der Einkoppelbedingungen mehr statt, so dass sich ein gleichmäßiger Materialabtrag einstellt. Erst wenn zum Beispiel die Tiefe der Näpfchenstruktur den Bereich des Durchmesserwertes erreicht, ändern sich wiederum die Einkoppelverhältnisse, worauf im Folgenden noch separat eingegangen wird.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass selbst bei der Strukturierung mit konstanter Fluenz im Verlauf des Prozesses nicht von einem konstanten Materialabtrag und konstanter optischer Prozessemission ausgegangen werden kann. Vielmehr spielt das Einkoppelverhalten, welches sich während des Bearbeitungsprozesses ändert, eine entscheidende Rolle für den Photodiodensignalverlauf. Gleichwohl lässt sich dieser, trotz der ablaufenden komplexen Vorgänge, zuverlässig reproduzieren.

5.2.2. Atypischer Signalverlauf bei größeren Strahldurchmessern

Vergrößert man den Strahldurchmesser d_{L} auf der Werkstückoberfläche bei konstant gehaltener Energiedichte, so lässt sich, insbesondere bei großen Strahldurchmessern, eine Abweichung von dem zuvor beschriebenen typischen Photodiodensignalverlauf beobachten. Abbildung 5.4 verdeutlicht dies anhand des Signalverlaufs für die Strukturierung von jeweils fünf Näpfchen bei unterschiedlichem Durchmesser des Laserstrahls auf der Materialoberfläche. Die dritte Kurve von unten entspricht hierbei mit $d_{\mathrm{L}} = 109\,\mu\mathrm{m}$ den Bearbeitungsparametern welche auch in Abbildung 5.2 gewählt wurden. Für wenig größere Werte als jener Strahldurchmesser lassen sich bereits die ersten kleineren Unregelmäßigkeiten im abfallenden Teil des Signalverlaufs erkennen. Darüber hinaus treten die Unregelmäßigkeiten dann immer deutlicher in Erscheinung, wobei der typische Signalabfall noch zu erkennen ist. Für d_{L}-Werte größer $199\,\mu\mathrm{m}$ ist selbst dies nicht mehr unbedingt der Fall und der genaue Signalverlauf lässt sich nicht mehr reproduzieren, wenngleich das Signalniveau auf einer ähnlichen Höhe bleibt.

Abbildung 5.5 zeigt hierzu seitliche, mit dem Aufbau aus Abbildung 4.4 aufgenommene, Kameraaufnahmen von der optischen Leuchterscheinung zur zeitlichen Mitte des Strukturierungsprozesses. Beim Vergleich der Aufnahmen für die unter-

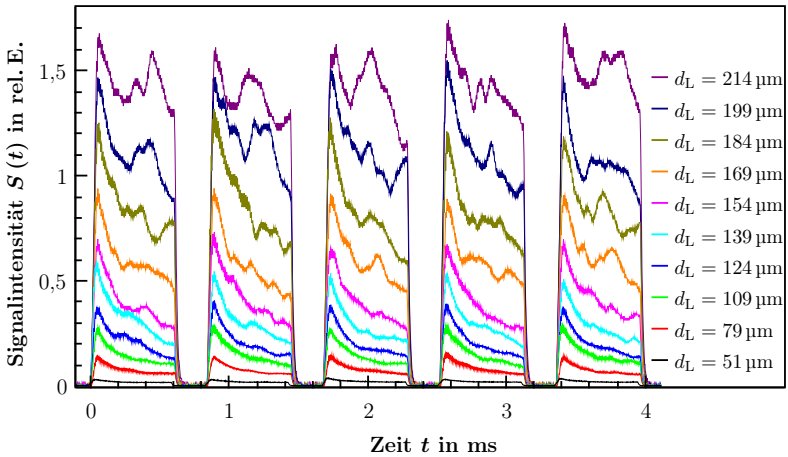
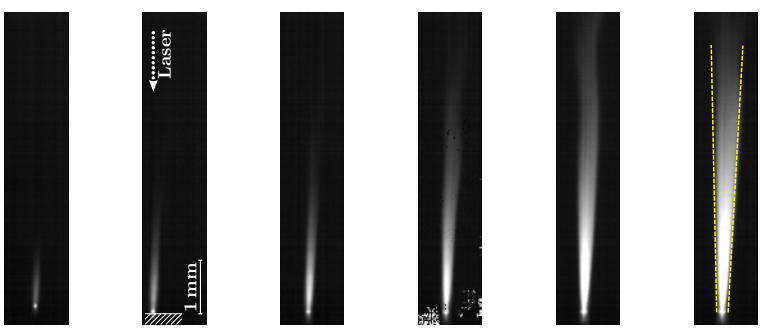
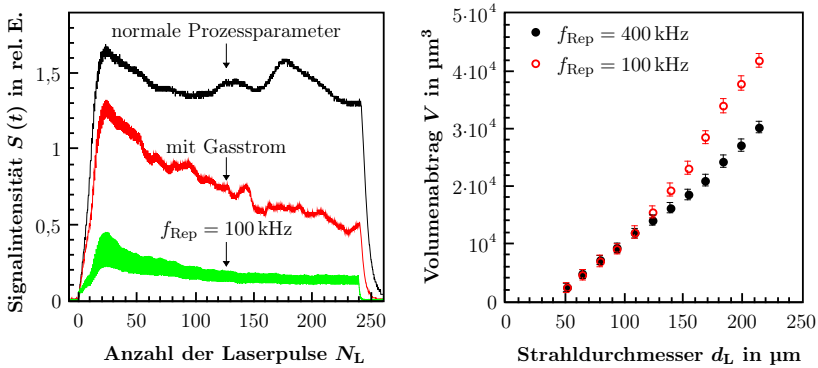


Abbildung 5.4.: Photodiodensignal für die Strukturierung von jeweils fünf Näpfchen bei Variation des Strahldurchmessers d_L auf der Probenoberfläche aber konstanter Energiedichte $H = 0{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$. Die Reihenfolge der angegebenen Strahldurchmesser d_L entspricht der mittleren Signalhöhe. Mit Vergrößerung von d_L kommt es zunehmend zu nicht reproduzierbaren Abweichungen vom typischen Signalverlauf. ($\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$, $\tau_H = 8\,\mathrm{ps}$, $f_{Rep} = 400\,\mathrm{kHz}$, $N_L = 240$)



(a) $d_L = 79\,\mu m$ (b) $d_L = 109\,\mu m$ (c) $d_L = 139\,\mu m$ (d) $d_L = 169\,\mu m$ (e) $d_L = 199\,\mu m$ (f) $d_L = 214\,\mu m$

Abbildung 5.5.: Seitliche Kameraaufnahmen von der optischen Prozessemission jeweils zur zeitlichen Mitte des Strukturierungsprozesses. Mit zunehmendem Strahldurchmesser d_L kommt es zur Ausbildung eines zweiten Leuchtzentrums oberhalb des Werkstücks. ($\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$, $\tau_H = 8\,\mathrm{ps}$, $f_{Rep} = 400\,\mathrm{kHz}$, $H = 0{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$, $N_L = 240$, $t_K = 37\,\mu\mathrm{s}$)



(a) Bei der Strukturierung mit geringerer Repetitionsrate beziehungsweise beim Anliegen einer seitlichen Gasströmung nährt sich der Photodiodensignalverlauf wieder dem typischen, abfallenden Verlauf an. Die obere Kurve ist identisch mit der ersten aus Abbildung 5.4. ($d_{\mathrm{L}} = 214\,\mu\mathrm{m}$)

(b) Das abgetragene Volumen steigt ab einem bestimmten Wert des Strahldurchmessers für die geringere Pulswiederholrate schneller an. Von diesem Bearbeitungsparameter beginnend äußert sich somit die Absorption der Laserenergie durch die Abtragsprodukte unter anderem in einem geringeren Volumenabtrag.

Abbildung 5.6.: Einfluss der akkumulierten Abtragsprodukte oberhalb der Bearbeitungszone. ($\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$, $\tau_{\mathrm{H}} = 8\,\mathrm{ps}$, $H = 0{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$, $N_{\mathrm{L}} = 240$)

schiedlichen Strahldurchmesser wird ersichtlich, dass beim kleinsten Durchmesser $d_{\mathrm{L}} = 79\,\mu\mathrm{m}$ das Leuchten vornehmlich aus der Abtragszone kommt. Wohingegen mit zunehmendem Strahldurchmesser sich ein zweites Leuchtzentrum circa 1 mm oberhalb der Abtragszone im Bereich der einfallenden Laserstrahlung ausbildet. In Abbildung 5.5f ist zur Verdeutlichung die Strahlkaustik gestrichelt mit einskizziert. Dieses zweite Leuchtzentrum ist bei großen Strahldurchmessern deutlich geringer ausgeprägt, falls mit einer kleineren Repetitionsrate von zum Beispiel $f_{\mathrm{Rep}} = 100\,\mathrm{kHz}$ strukturiert wird. Für diesen Fall entspricht der Photodiodensignalverlauf auch für den größten Strahldurchmesser wieder annähernd dem typischen Verlauf. Weiterhin trifft jene Beobachtung zu, wenn beim Anliegen einer Querströmung mit Druckluft bei der maximalen Pulswiederholrate von $f_{\mathrm{Rep}} = 400\,\mathrm{kHz}$ strukturiert wird, siehe hierzu Abbildung 5.6a.

Es wird somit klar, dass sich für große Strahldurchmesser das koaxial mit der Photodiode aufgenommene Prozessleuchten aus zwei lokal unterschiedlichen Quellen zusammen setzt. Zum einen das direkte Leuchten der Abtragsprodukte, welches dem in Abschnitt 5.2.1 beschriebenem Verlauf folgt und im Folgenden als

Abtragsleuchten bezeichnet werden soll – vergleiche mit den Ausführungen in Abschnitt 2.2.4. Zum anderen ein Leuchten mit einem Zentrum deutlich oberhalb der Materialoberfläche, welches, insbesondere bei größeren Strahldurchmessern d_{L}, zusätzlich zu Ungleichmäßigkeiten im Signalverlauf führt. Mit wachsendem d_{L} vergrößert sich die vom Laser bestrahlte Fläche quadratisch. Da die Energiedichte in diesem Experiment konstant gehalten wurde, vergrößert sich dementsprechend die Pulsenergie Q_{L} des Bearbeitungslasers ebenfalls quadratisch. Jenes führt gemäß theoretischen Betrachtungen in [35] zu gestiegenem Materialabtrag. Wie in Abschnitt 6.2 noch näher erläutert wird, zeigen ferner Berechnungen zum Ausbreitungsverhalten der Abtragsprodukte, dass die Expansion für große Strahldurchmesser in einem kleineren Winkel zur Normalen der Werkstückoberfläche erfolgt. Das heißt eher in Form einer zentralen Säule ohne größere radialer Ausdehnung, wie es für kleine Strahldurchmesser zutrifft. Folglich befindet sich für größere Strahldurchmesser eine höhere Konzentration der Abtragspartikel – vornehmlich in Form von Nanopartikeln – oberhalb der Bearbeitungszone. Dies ist ebenfalls konsistent mit den in [122, 40] dargestellten Mie-Streustrahlungsfotografien während des Laserabtragens, welche verdeutlichen, dass ein Bereich von etwa $500 - 800\,\mu\mathrm{m}$ unmittelbar über der Probe nahezu frei von Abtragsprodukten bleibt. Oberhalb jenes Bereiches können die Abtragsprodukte jedoch über viele Mikrosekunden verweilen. Dort sind diese nunmehr in der Lage, die fortwährend einfallende Laserenergie teilweise zu absorbieren und anschließend in Form von optischer Strahlung wieder zu emittieren. Diese wird in erster Linie, aufgrund der geringen Energiedichte, von thermischer Natur sein. Jedoch kann auch nicht gänzlich ausgeschlossen werden, dass es sich um die ersten relativ geringen Auswirkungen eines partikelinitiiertes Plasma handelt. Abbildung 5.6b zeigt das abgetragene Volumen V in Abhängigkeit vom Strahldurchmesser d_{L} auf der Werkstückoberfläche für zwei verschiedene Repetitionsraten des Lasers. Wie erwartet, steigt das Volumen mit wachsendem Strahldurchmesser beziehungsweise größerer Pulsenergie an. Während bei den ersten fünf Werten das abgetragene Volumen identisch für beide Pulswiederholraten ist, ergibt sich im weiteren Verlauf eine wachsende Diskrepanz mit höheren Volumenwerten bei der geringeren Repetitionsrate. Dieser Verzweigungspunkt steht in guter Übereinstimmung mit dem Auftreten der Unregelmäßigkeiten im Photodiodensignal und des zweiten Leuchtzentrums in den seitlichen Kameraaufnahmen. Es verdeutlicht somit ebenso den Laserenergie-absorbierenden Effekt der akkumulierten Abtragsprodukte oberhalb der eigentlichen Bearbeitungszone. Es sei bemerkt, dass sich in ähnlicher Art und Weise der Materialdampf beim Laser-

schweißprozess reduzierend auf die Einschweißtiefe auswirkt [123]. Da die genaue Konzentration und Verteilung der Abtragsprodukte stark von den Umgebungsbedingungen abhängt und folglich – wie aus den Mie-Streustrahlungsfotografien in [122, 40] auch ersichtlich wird – komplexe, teilweise fluktuierende, nicht reproduzierbare Strömungsgebilde erzeugt werden, macht sich diese sekundäre Leuchterscheinung durch die diskutierten Unregelmäßigkeiten im koaxial aufgenommenen Signalverlauf bemerkbar.

Mit wachsendem Strahldurchmesser d_{L} auf der Werkstückoberfläche kommt es dementsprechend zu einer zunehmenden Überlagerung des Abtragsleuchtens durch die vom einfallenden Laserstrahl initiierte thermische Anregung der angehäuften Abtragsprodukte oberhalb der Bearbeitungszone. Dieser Effekt lässt sich durch die Verwendung einer geringeren Pulswiederholrate oder das Anlegen eines Gasstroms, welcher die Abtragspartikel aus der Bearbeitungszone entfernt, reduzieren.

5.2.3. Atypischer Signalverlauf bei erhöhten Fluenzen

Weitere Abweichungen vom typischen Signalverlauf, wie er in Abschnitt 5.2.1 beschrieben ist, treten beim Abtragsprozess mit erhöhter Energiedichte auf. Abbildung 5.7 zeigt das koaxiale Photodiodensignal für die fünfmalige Strukturierung mit jeweils unterschiedlichen Fluenzen. Ab einem Wert von $H = 0{,}5\,\mathrm{J/cm^2}$ sind die ersten leichten Ungleichmäßigkeiten wiederum im abfallenden Teil des Signalverlaufs erkennbar. Mit zunehmender Energiedichte machen sich diese dann deutlicher bemerkbar. Ferner fällt auf, dass das Signal auch für hohe Fluenzen zunächst dem typischen Verlauf mit steilem Anstieg, ausgeprägtem Maximum und anschließendem Abfall folgt. Ab einem bestimmten Zeitpunkt während des Strukturierungsprozesses kommt es jedoch zu den Unregelmäßigkeiten. Bei Fluenzen größer $1\,\mathrm{J/cm^2}$ steigt das Signal sogar erneut an und übersteigt dabei teilweise das erste Maximum. Bei konstanter Energiedichte beginnen die Unregelmäßigkeiten im Signalverlauf zu einem relativ einheitlichen Zeitpunkt nach Prozessbeginn. Mit steigender Fluenz verschiebt sich dieser Zeitpunkt indessen zu kürzeren Zeiten nach Prozessbeginn. Der genaue Signalverlauf lässt sich ab diesem Zeitpunkt nicht mehr reproduzieren. In Abbildung 5.8 sind darüber hinaus exemplarisch die seitlichen Kameraaufnahmen vom letzten Strukturierungsprozess aus Abbildung 5.7 mit einer Energiedichte von $H = 2{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$ dargestellt. Sie verdeutlichen, dass das registrierte Leuchten ausschließlich direkt aus der Abtragszone kommt. Bestätigt wird dies durch den Fakt, dass die Photodiodensignalverläufe aus Abbildung 5.7 unbeeinflusst bleiben von

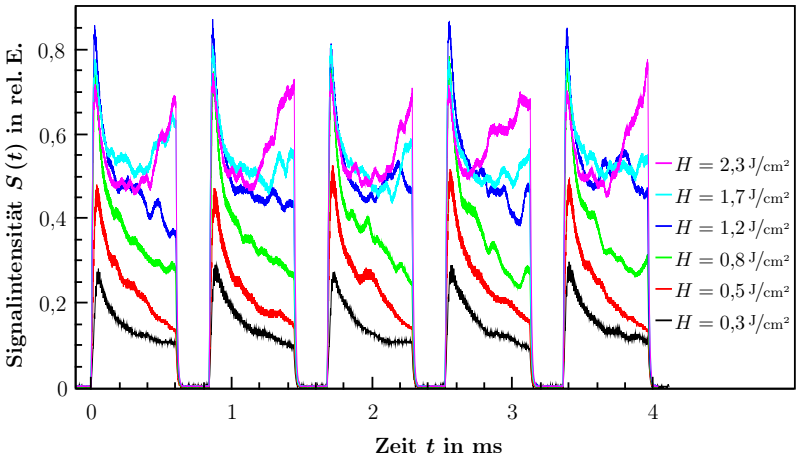


Abbildung 5.7.: Photodiodensignal für die Strukturierung von jeweils fünf Näpfchen bei Variation der Energiedichte. Mit Erhöhung der Fluenz wird das Signal im abfallenden Teil zunächst unruhiger und steigt bei den größeren Fluenzen im hinteren Prozessabschnitt abermals an. ($\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$, $\tau_\mathrm{H} = 8\,\mathrm{ps}$, $f_\mathrm{Rep} = 400\,\mathrm{kHz}$, $N_\mathrm{L} = 240$)

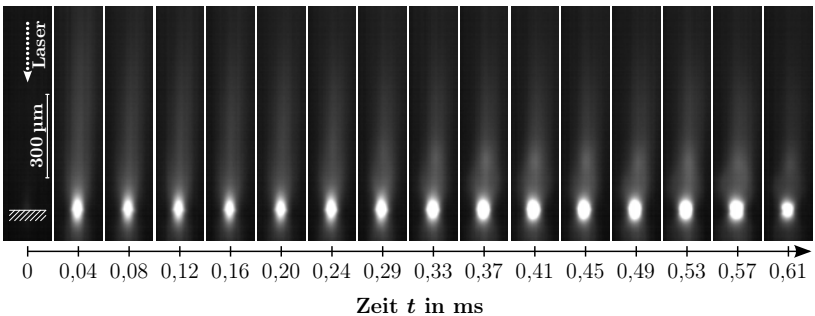


Abbildung 5.8.: Seitliche Kameraaufnahmen von der optischen Prozessemission während des gesamten Strukturierungsprozesses eines Näpfchens. Der letzte Signalverlauf für die höchste Energiedichte aus Abbildung 5.7 stellt das zugehörige koaxiale Photodiodensignal dar. Zu erkennen ist, dass das Leuchten – im Gegensatz zu den Prozessen aus Abbildung 5.5 – ausschließlich seinen Ursprung in der Bearbeitungszone besitzt. ($\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$, $\tau_\mathrm{H} = 8\,\mathrm{ps}$, $f_\mathrm{Rep} = 400\,\mathrm{kHz}$, $H = 2{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$, $N_\mathrm{L} = 240$, $f_\mathrm{K} = 24500\,\mathrm{Hz}$, $t_\mathrm{K} = 37\,\mathrm{\mu s}$)

einer angelegten Querströmung mit Druckluft.

Die Ursache für den beobachteten atypischen Signalverlauf muss somit für diesen Fall in der Näpfchenstruktur selber begründet sein. Die mikroskopischen Aufnahmen der Strukturgeometrie verdeutlichen, dass bei erhöhter Fluenz wesentlich tiefere Strukturen bis hin zu dünnen Kapillaren erzeugt werden. Es ergeben sich, insbesondere bei der höchsten Energiedichte, Verhältnisse von Tiefe zu Durchmesser von größer eins. Die genaue Analyse des Aspektverhältnisses im Verlauf des Strukturierungsprozesses zeigt, dass das Photodiodensignal wieder zu steigen beginnt, wenn das Verhältnis einen Wert von 0,7 . . . 0,8 überschreitet. Die Begründung hierfür liegt in dem Auftreten von Mehrfachreflexionen der Laserstrahlung innerhalb der sich ausbildenden Kapillare. Raytracing-Simulationen mit der Annahme einer gaußförmigen Vertiefung in einer Stahloberfläche ergeben – in guter Übereinstimmung zu den vorherigen Beobachtungen – für das Auftreten von Mehrfachreflexion eine Schwelle von 0,85 beim Aspektverhältnis [124]. Durch die Mehrfachreflexionen erhöht sich der Einkoppelgrad [76] und folglich auch der Materialabtrag und das Photodiodensignal. Der Anstieg des Signals hält sich allerdings in moderaten Grenzen, da mit zunehmender Fluenz auch ein wesentlich größerer Anteil der Laserenergie im Festkörper verbleibt, was schließlich in signifikanter Schmelzentstehung resultiert. Weiterhin spielen speziell für den Fall, dass das Aspektverhältnis der Struktur noch kleiner als der Schwellwert für Mehrfachreflexionen ist, die sich ändernden Einkoppelbedingungen durch Fresnel-Absorption eine Rolle. Bei den durch die Strukturgeometrie bedingten größeren Einfallswinkeln erhöht sich im p-polarisierten Bereich die Absorption, während sie für den s-polarisierten Bereich sinkt [22], siehe auch Formel (2.14) und (2.15). Dies kann die leichten Ungleichmäßigkeiten im Photodiodensignalverlauf, welche sich ab einer Energiedichte von $H = 0{,}5\,{}^{\mathrm{J}}/_{\mathrm{cm}^2}$ beobachten lassen, erklären.

5.3. Korrelation des Photodiodensignals mit den Struktureigenschaften

Aus den Diskussionen zum Verlauf des koaxialen Photodiodensignals im vorherigen Abschnitt wurde unter anderem deutlich, dass das aufgenommene Signal seinen Ursprung direkt im Abtragsprozess auf der Werkstückoberfläche besitzt und somit wichtige Informationen über die ablaufenden Vorgänge in der Bearbeitungszone liefert. Daraufhin stellt sich nun die Frage, inwieweit man aus dem Signal auch Rückschlüsse auf die relevanten Eigenschaften der erzeugten Struktur beziehungs-

weise des Gesamtbearbeitungsprozesses, wie sie in Abschnitt 3.4 erläutert wurden, ziehen kann. Diese Untersuchungen sollen Gegenstand der folgenden Abschnitte sein. Dabei sei bemerkt, dass die nachfolgend verwendeten, in Abschnitt 4.4.1 auf Seite 64 beschriebenen Methoden zur Signalauswertung die Möglichkeit zur Online-Auswertung bieten.

Als zunächst einfach erscheinende, aber doch sehr wichtige Eigenschaft zur Sicherstellung des gewünschten technischen Effekts der Gesamtstrukturierung lässt sich mithilfe des Photodiodensignals die Gesamtanzahl der eingebrachten Näpfchenstrukturen ermitteln. Dies erfolgt über eine simple und sehr zuverlässige Zählung der Signalabschnitte, welche die Triggerschwelle I_{T} überschreiten. Dabei sei nochmals darauf hingewiesen, dass das Photodiodensignal direkt aus der Wechselwirkungszone von der Probenoberfläche kommt und somit eine Zählung auch wirklich nur erfolgt, wenn die Laserbearbeitung statt gefunden hat. Wird bei der Strukturierung einer ganzen Fläche, wie es oftmals der Fall ist, ein Scannersystem zur Strahlablenkung eingesetzt, so kann – die Kenntnis der Scannergeschwindigkeit vorausgesetzt – aus der Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Signalstrukturen $\left([t_{\mathrm{A}}]_{n+1} - [t_{\mathrm{E}}]_n\right)$ der Abstand der Näpfchen untereinander abgeschätzt werden. Bei modernen Scannersystemen können üblicherweise die Ist-Parameter der Bewegung der Scannerspiegel direkt ausgelesen werden. Sollte dies nicht umsetzbar sein, so besteht zumindest die Möglichkeit, die ermittelten Zeitdifferenzen mit den Werten aus vorherigen Gut-Strukturierungen abzugleichen. Damit gestattet eine einfache Analyse des Photodiodensignals, die beiden entscheidenden Eigenschaften der Gesamtstrukturanordnung zu überwachen.

5.3.1. Tiefe der Näpfchenstrukturen

Betrachtet man die einzelnen Näpfchenstrukturen, so stellt die Tiefe T einer solchen ein wichtiges Merkmal dar. Theoretische Modelle zum Abtragsmechanismus implizieren, dass die Abtragstiefe pro Laserpuls mit der Energiedichte korreliert. Weiterhin ergeben numerische Berechnungen zur Entwicklung der Lochtiefe beim Perkussionsbohren, dass bei einer konstanten schwellnahen Energiedichte zu Beginn des Prozesses (planare Ablation) die Lochtiefe linear mit der Anzahl der Pulse steigt [35]. Dies gilt, solange die Geometrie der erzeugten Struktur vernachlässigt werden kann, also das Aspektverhältnis $T/D \ll 1$ ist. Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit relevanten Strukturen mit einer Tiefe von wenigen Mikrometern ist dies der Fall. Somit sollte aus theoretischer Sicht bei der Strukturierung mit einer konstanten Repetitionsrate, was für die folgenden Untersuchungen stets zu-

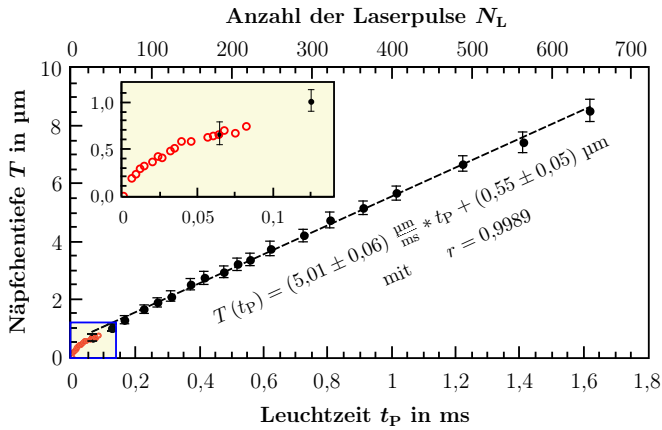


Abbildung 5.9.: Beziehung zwischen der aus dem koaxialen Photodiodensignal ermittelten Dauer des Prozessleuchtens t_P und der Tiefe der Näpfchenstruktur T. Nach einem anfänglichen Bereich mit erhöhter Tiefenzuwachsrate (nicht ausgefüllte Datenpunkte) ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Die zur Ermittlung der Ausgleichsgeraden einbezogenen ausgefüllten Datenpunkte repräsentieren den Mittelwert aus jeweils 20 Einzelmessungen mit identischem Bearbeitungsparameter. ($\lambda = 1030\,\text{nm}$, $\tau_H = 8\,\text{ps}$, $f_{Rep} = 400\,\text{kHz}$, $d_L = 79\,\mu\text{m}$, $H = 0{,}3\,\text{J/cm}^2$)

trifft, die Tiefe der Näpfchenstrukturen mit der Zeit t_{Dot}, die der Laser auf das Werkstück einwirkt, und womöglich auch mit der Dauer des Prozessleuchtens t_P korrelieren.

Abbildung 5.9 zeigt die gemäß den Ausführungen in Kapitel 4 ermittelte Strukturtiefe T über die aus dem Photodiodensignal ermittelte Dauer des Prozesseigenleuchtens t_P bei der Variation der Strukturierzeit t_{Dot}. Es sei bemerkt, dass t_P gleichbleibend um die minimale Dauer von circa 0,02 ms größer ist als die vorgegebene Zeit t_{Dot}. Dies resultiert aus dem bereits erwähnten Abklingverhalten der Photodiodenverstärkerschaltung am Signalende, siehe Abbildung 5.2a. Jeder ausgefüllte Datenpunkt im Diagramm 5.9 stellt eine Mittelung über 20 Einzelmesswertpaare mit der jeweiligen Strukturierzeit dar. Zusätzlich sind die resultierenden Fehlerbalken für die Näpfchentiefe abgebildet. Die Fehlerbalken der Leuchtzeit sind so klein, dass der relative Fehler stets kleiner 2 % und somit vernachlässigbar ist. In solchem Fall wird daher bei diesem und bei allen nachfolgenden Diagrammen auch aus Gründen der Übersichtlichkeit auf die Darstellung der Fehlerbalken für die jeweilige Messgröße verzichtet. Die Fehlerrechnung erfolgte, wie auch in al-

len späteren Betrachtungen, gemäß den Ausführungen in [125] und entsprechend den Empfehlungen in der Norm DIN ISO 3534 für ein 95 %'iges Vertrauensniveau [126]. Dabei werden bei einer eventuellen linearen Regression die Unsicherheiten der Gleichungsparameter als reine, sich aus der Statistik ergebende Standardabweichungen angegeben, das heißt, die Messunsicherheiten der Wertepaare werden hierfür nicht berücksichtigt. Die geringe Größe der Fehlerbalken verdeutlicht die gute Reproduzierbarkeit der Strukturgeometrie und des Diodensignals. Wie entsprechend der Theorie zu erwarten war, wächst die Tiefe linear mit der Strukturierzeit und folglich auch mit der Leuchtdauer der optischen Prozessemission an. Das Diagramm 5.9 enthält deshalb ferner die aus den ausgefüllten Datenpunkten ermittelte Ausgleichsgerade, deren Gleichung $T\,(t_\mathrm{P})$ mit Angabe der Standardabweichungen für die ermittelten Gleichungsparameter und den zugehörigen linearen Korrelationskoeffizienten r. Aus der Gleichung wird ersichtlich, dass die Gerade die Ordinatenachse etwas oberhalb des Koordinatenursprungs schneidet. Anzunehmen wäre jedoch ein Nulldurchgang. Die Begründung hierfür liegt in der nicht-linearen Entwicklung der Tiefe mit den ersten Laserpulsen. Die nicht ausgefüllten Einzelmesspunkte verdeutlichen diese Entwicklung, siehe den vergrößerten Ausschnitt des Anfangsbereiches in Abbildung 5.9. Die Tiefe nimmt unmittelbar zu Beginn des Strukturierungsprozesses stärker zu, bevor dann die Tiefenwachstumsrate nach 30-40 Pulsen einen konstanten Wert erreicht. Dieser anfängliche Bereich entspricht dem in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen ersten Bereich der erhöhten Signalintensität des koaxialen Photodiodensignals und bekräftigt damit die dort angebrachte Begründung der durch vorübergehend erhöhte Rauheit vergrößerten Einkopplung der Laserstrahlung in das Werkstück am Anfang des Bearbeitungsprozesses. Die aus der theoretischen Modellierung vorhergesagte Abweichung von der konstanten Tiefenzuwachsrate durch die Kapillarausbildung lässt sich selbst für die hier betrachteten, größten Tiefen nicht beobachten. So ergibt sich für die Strukturen mit der größten Tiefe von $T = (8{,}5 \pm 0{,}4)$ µm bei einem Durchmesser von $D = (59{,}7 \pm 2{,}2)$ µm ein Aspektverhältnis von $T/D = (0{,}143 \pm 0{,}009)$, was offensichtlich den Bedingungen für planaren Abtrag genügt.

Bei weiteren Versuchen mit anderen, für die Mikrostrukturierung relevanten Parametereinstellungen wurde in selbiger, oben beschriebener Art und Weise die Beziehung zwischen der Strukturtiefe T und der Dauer des Prozessleuchtens t_P untersucht. Es ergab sich stets ein ähnlicher linearer Zusammenhang. Exemplarisch

sei der für einen Laserstrahldurchmesser von $d_\mathrm{L} = 109\,\mu\mathrm{m}$ erwähnt:

$$T\left(t_\mathrm{P}\right) = (5{,}20 \pm 0{,}15)\ \frac{\mu\mathrm{m}}{\mathrm{ms}} * t_\mathrm{P} + (0{,}83 \pm 0{,}12)\ \mu\mathrm{m} \qquad \text{mit} \qquad r = 0{,}9929\ . \quad (5.2)$$

Im Rahmen der durch die Standardabweichungen beschriebenen statistischen Unsicherheit stimmt der Anstieg aus obiger Gleichung (5.2) mit dem Anstieg der in Abbildung 5.9 angegeben Gleichung überein. Für den Schnittpunkt mit der T-Achse ist dies allerdings nicht der Fall. Aufgrund der Komplexität des Ablationsvorgangs insbesondere in der Anfangsphase, welche maßgeblich den T-Achsenabschnitt bestimmt, kann auch nicht unbedingt davon ausgegangen werden, dass sich für beliebige Strahl- und folglich Näpfchengeometrien die genau gleiche Ausgleichsgerade ergibt. Vielmehr ist für die Überwachung der Struktureigenschaft die gute Linearität für einen gegebenen Bearbeitungsparameter von Bedeutung. Dies wird durch die kleinen Standardabweichungen und einem Korrelationskoeffizienten nahe 1 ausgedrückt. Als weiteres Beispiel ergibt sich für die Strukturierung mit eine geringeren Repetitionsrate von $f_\mathrm{Rep} = 100\,\mathrm{kHz}$ die Gleichung der Ausgleichsgeraden zu

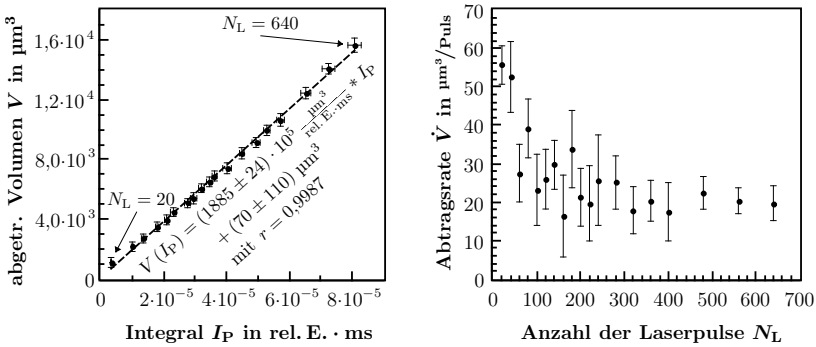
$$T\left(t_\mathrm{P}\right) = (1{,}245 \pm 0{,}017)\ \frac{\mu\mathrm{m}}{\mathrm{ms}} * t_\mathrm{P} + (0{,}344 \pm 0{,}019)\ \mu\mathrm{m} \qquad \text{mit} \qquad r = 0{,}9980\ . \quad (5.3)$$

Berücksichtigt man den aus der geringeren Pulswiederholrate resultierenden Faktor vier in der Prozesszeit, so ergibt sich beim Anstieg ebenfalls eine Übereinstimmung zu den vorherigen Ergebnissen im Rahmen der statistischen Unsicherheit und eine Abweichung im Schnittpunkt mit der T-Achse.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die aus dem Photodiodensignal ermittelte Dauer des Prozessleuchtens linear mit der Tiefe der erzeugten Näpfchenstruktur korreliert. Dies gilt ab einer gewissen Pulsanzahl und solange, wie die Tiefe klein im Verhältnis zum Durchmesser ist. Dabei ergeben sich für unterschiedliche Bearbeitungsparameter eine vergleichbare Tiefenzuwachsrate aber leicht verschiedene Schnittpunkte mit der Ordinatenachse, welche jedoch aufgrund der anfänglichen Absorptionszunahme inhaltlich keine Aussagekraft besitzen.

5.3.2. Volumen der Näpfchenstrukturen

Neben der Tiefe stellt das abgetragene Volumen, welches letztlich die Näpfchenstruktur bildet und im Falle der Strukturierung zur Reibwertminderung als Ölrück-



(a) Über den gesamten betrachteten Parameterbereich ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem abgetragenen Volumen V, welches die Näpfchenstruktur bildet, und der Fläche unterhalb des koaxial aufgenommenen Photodiodensignals I_P.

(b) Die sich aus den Messwerten ergebende Volumenabtragsrate $\dot{V}$ verringert sich in der ersten Prozesshälfte ausgehend vom maximalen Wert, ehe sie anschließend ein konstantes Niveau erreicht. Dies steht in guter Übereinstimmung zu den Ausführungen in Abschnitt 5.2.1.

Abbildung 5.10.: Betrachtungen zur Entwicklung des ablatierten Volumens mit der Erhöhung der Anzahl der Laserpulse N_L, welche jeweils die Näpfchenstrukturen erzeugen. ($\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$, $\tau_\mathrm{H} = 8\,\mathrm{ps}$, $f_\mathrm{Rep} = 400\,\mathrm{kHz}$, $d_\mathrm{L} = 79\,\mu\mathrm{m}$, $H = 0{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$)

haltevolumen zur Verfügung steht, eine weitere entscheidende Struktureigenschaft dar. Wie die Ausführungen in den vorherigen beiden Abschnitten 5.1 und 5.2 ergaben, wird das Photodiodensignal entscheidend durch die optische Emission der Abtragsprodukte bestimmt. Dabei liegt die Vermutung nahe, dass eine höhere Materialabtragsrate zu intensiverem Leuchten führt und weiterhin die zeitliche Dauer der Bearbeitung das gesamte abgetragene Volumen mitbestimmt.

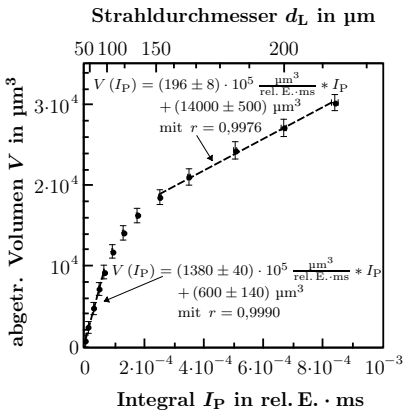
Abbildung 5.10a zeigt daher das durch die Laserbestrahlung abgetragene Volumen V über dem integralen Wert des koaxialen Photodiodensignals I_P für die Strukturierung mit unterschiedlichen Prozesszeiten t_Dot beziehungsweise Anzahl an Laserpulsen N_L. Dabei sind die identischen Näpfchen ausgewertet worden, welche auch zur Abbildung 5.9 aus dem vorherigen Abschnitt führten. Jeder Messpunkt stellt somit wieder den Mittelwert aus 20 Einzelmessungen dar. Das Volumen ergibt sich für jede Struktur nach der in Abschnitt 4.2 vorgestellten Methode und der Integralwert entsprechend den Erläuterungen in 4.4.1 auf Seite 64. Mit zunehmender Anzahl an Laserpulsen vertieft sich das entstehende Näpfchen, was mit einer Zunahme des abgetragenen Volumens einher geht. Proportional hierzu steigt ebenso

das aufsummierte optische Prozessleuchten, so dass sich wiederum ein linearer Zusammenhang zwischen den beiden betrachteten Größen ergibt. Dieser verläuft im Rahmen der statistischen Unsicherheit – wie anzunehmen ist – durch den Koordinatenursprung. Grund hierfür ist auch die Tatsache, dass die sehr gute Korrelation zwischen abgetragenem Volumen und dem Photodiodensignal von Prozessbeginn an besteht. Dies wird ebenfalls aus Abbildung 5.10b deutlich. Jenes Diagramm zeigt die sich aus den abermals identischen, diskreten Messwerten ergebende differentielle Volumenabtragsrate $\dot{V} = \frac{[V]_{n+1}-[V]_n}{[N_\mathrm{L}]_{n+1}-[N_\mathrm{L}]_n}$ in Abhängigkeit von der Anzahl der Laserpulse N_L, was gleichbedeutend ist mit dem Prozessfortschritt. Ausgehend von einer hohen Volumenabtragsrate zu Beginn der Bearbeitung fällt diese tendenziell im weiteren Verlauf gleichmäßig ab. Bevor sie ab einer Pulszahl von circa 300 auf konstantem Niveau verharrt. Dies steht in guter Übereinstimmung zu dem in Abschnitt 5.2.1 gezeigten typischen Signalverlauf und den dort angebrachten Erklärungen mit der anfänglich, vorübergehend erhöhten Absorption. Hier bestätigt sich somit, dass die erhöhte Absorption zu einem vergrößerten Volumenabtrag führt, was sich – angesichts der hervorragenden Korrelation – entsprechend im Verlauf des Photodiodensignals niederschlägt. An dieser Stelle sei nochmals auf den Vorteil der Aufnahme des Prozessleuchtens direkt aus der Abtragszone hingewiesen. Jenes Leuchten beinhaltet auch die Randbedingungen, welche sich während des Strukturierungsprozesses trotz identischer Bearbeitungsparameter ändern und spiegelt somit den am Werkstück tatsächlich ablaufenden Prozess wieder. Weiterhin sei erwähnt, dass die resultierende, gute Korrelation aus Abbildung 5.10a über den gesamten hier betrachteten und für die Mikrostrukturierung relevanten, großen Volumenbereich vorliegt.

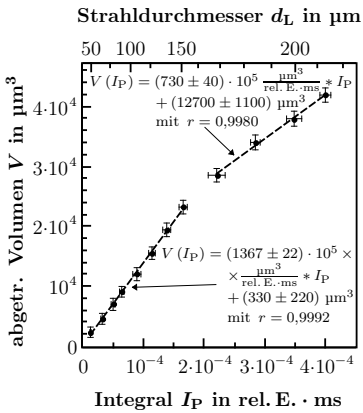
Für die gleiche Auswertung hinsichtlich der Korrelation des Näpfchenvolumens V mit dem integralen Prozessleuchten I_P ergibt sich beispielsweise für einen größeren Laserstrahldurchmesser von $d_\mathrm{L} = 109\,\mu\mathrm{m}$ die Ausgleichsgerade zu

$$V\,(I_\mathrm{P}) = (1362 \pm 26)\cdot 10^5\,\frac{\mu\mathrm{m}^3}{\text{rel. E.}\cdot\mathrm{ms}} * I_\mathrm{P} + (50 \pm 220)\ \mu\mathrm{m}^3 \qquad \text{mit} \qquad r = 0{,}9971\ . \tag{5.4}$$

Die Güte der Linearität, ausgedrückt durch den Korrelationskoeffizienten nahe 1 und die geringen Standardabweichungen, ist ebenfalls sehr hoch. Dabei erstreckt sich der Volumenbereich für diese Versuchsreihe sogar bis zu $22000\,\mu\mathrm{m}^3$. Auch verläuft die Gerade, im Rahmen der statistischen Unsicherheit, durch den Koordinatenursprung. Allerdings ergibt sich im Vergleich zur vorherigen Messreihe mit kleinerem Strahldurchmesser eine signifikante Diskrepanz im Wert des Anstiegs.



(a) Der abknickende Verlauf verdeutlicht die mit größer werdendem Strahldurchmesser zunehmende Laserenergie-absorbierende Wirkung der Abtragsprodukte innerhalb der Wechselwirkungszone bei einer Repetitionsrate von $f_{Rep} = 400\,kHz$.



(b) Bei der geringeren Repetitionsrate von $f_{Rep} = 100\,kHz$ ergibt sich für die Ablationsprodukte die vierfache Zeit, um die Wechselwirkungszone des einfallenden Laserstrahls zu verlassen. Dies resultiert in einem deutlich reduzierten Einfluss jener auf den Verlauf der Messwerte.

Abbildung 5.11.: Änderung der Korrelationsbedingungen durch den Einfluss von sich akkumulierendem, abgetragenem Material oberhalb der Werkstückoberfläche bei Variation des Laserstrahldurchmessers d_L und konstant gehaltener Energiedichte H. ($\lambda = 1030\,nm$, $\tau_H = 8\,ps$, $H = 0{,}3\,J/cm^2$, $N_L = 240$)

Auf die Ursache hierfür soll im Folgenden näher eingegangen werden.

Bei einer konstanten Anzahl von Laserpulsen N_L auf die identische Stelle kann die Variation des abgetragenen Volumens gleichwohl über die Änderung des Strahldurchmessers d_L erfolgen. Um indessen die übrigen Bearbeitungsparameter, insbesondere die Energiedichte H auf der Werkstückoberfläche konstant zu lassen, muss die Pulsenergie des einfallenden Laserstrahls dementsprechend geändert werden. Abbildung 5.11a zeigt wiederum das abgetragene Volumen über dem Integral der optischen Prozessemission, wohingegen bei dieser Versuchsreihe der Strahldurchmesser d_L entsprechend der oberen Abszissenachse variiert wurde. Der Verlauf lässt sich in drei Bereiche unterteilen. Für kleine Strahldurchmesser ergibt sich ein linearer Zusammenhang, vergleichbar zu dem aus Abbildung 5.10a. Für größere Strahldurchmesser resultiert ebenfalls eine lineare Abhängigkeit, allerdings mit wesentlich geringerem Anstieg und einem signifikanten V-Achsenabschnitt.

Zwischen diesen beiden Bereichen gibt es einen sanften Übergang. Der sich mit Vergrößerung des Strahldurchmessers ändernde Zusammenhang zwischen dem abgetragenem Volumen und dem integralen Prozessleuchten erklärt sich, wenn beide Größen separat in Abhängigkeit vom Strahldurchmesser betrachtet werden. So zeigt Abbildung 5.6b auf Seite 83 den Volumenabtrag aufgetragen über den Strahldurchmesser. Für die ausgefüllten Datenpunkte, welche die Repetitionsrate von $f_{\mathrm{Rep}} = 400\,\mathrm{kHz}$ repräsentieren, bleibt die Zuwachsrate des Volumenabtrages über den gesamten betrachteten Bereich des Strahldurchmessers relativ konstant. Weiterhin zeigt Abbildung 5.4 auf Seite 82 den Photodiodensignalverlauf bei der Strukturierung mit unterschiedlichen Strahldurchmessern. Dort wird hingegen ersichtlich, dass die Zunahme der Fläche des Photodiodensignals mit größer werdendem Strahldurchmesser nicht gleichmäßig erfolgt. Vielmehr kommt es mit steigendem Strahldurchmesser zu einer Erhöhung der Zuwachsrate des integralen Prozessleuchtens. In Kombination begründet sich folglich der Verlauf aus dem Diagramm 5.11a in der Tatsache, dass für größere Strahldurchmesser das zweite Leuchtzentrum oberhalb der Bearbeitungszone – siehe auch Abbildung 5.5 – zwar zum koaxialen Photodiodensignal beiträgt, jedoch die dort absorbierte Laserenergie für den Materialabtrag nicht zur Verfügung steht. Bestätigend hierzu zeigt Abbildung 5.11b auch das abgetragene Volumen über dem Integral des Prozessleuchtens für die Strukturierung mit der verringerten Repetitionsrate von $f_{\mathrm{Rep}} = 100\,\mathrm{kHz}$. Zwar bildet sich auch dort der lineare Zusammenhang nicht über den gesamten Prozessbereich heraus, doch setzt der abknickende Verlauf bei einem deutlich höheren Strahldurchmesser ein und darüber hinaus fällt die Abflachung wesentlich geringer aus. Dies zeigt, dass bei 100 kHz Pulswiederholrate der Einfluss der akkumulierten Abtragsprodukte oberhalb der Werkstückoberfläche deutlich reduziert, jedoch noch nicht gänzlich vermieden werden kann.

Jener Einfluss, dessen Stärke offensichtlich abhängig ist vom Wert des Strahldurchmessers beziehungsweise der Pulsenergie, erklärt weiterhin die zuvor beobachtete Abweichung im Anstieg der Ausgleichsgeraden (5.4) mit dem Anstiegswert aus der Gleichung im Diagramm 5.10a. Je größer der Strahldurchmesser, desto höher die Auswirkungen der angehäuften Ablationsprodukte und desto flacher der Anstieg bei der Korrelation des abgetragenen Volumens mit dem integralen Prozessleuchten. Dies begrenzt jedoch die Universalität des gefundenen linearen Zusammenhangs. Ist der Strahldurchmesser auf der Werkstückoberfläche klein beziehungsweise wird durch andere Randbedingungen, wie zum Beispiel einer verringerten Pulswiederholrate oder einem Gasstrom (siehe Abbildung 5.6a), bei der Be-

arbeitung dafür gesorgt, dass sich möglichst wenig abgetragenes Material oberhalb der Ablationszone sammelt, so dass die koaxial aufgenommene Prozessemission weitestgehend aus dem reinen Abtragsleuchten besteht, so lässt sich ein linearer Zusammenhang über einen größeren Parameterbereich vermuten. Ist dies nicht der Fall, dann bewirkt die Absorption eines Teils der einstrahlenden Laserenergie eine Modifikation des linearen Zusammenhangs, abhängig davon, wie stark der absorbierende Effekt ausfällt.

5.3.3. Schmelzerzeugung

Bei vielen Anwendungen der Strukturierung mit Ultrakurzpulslasern, insbesondere auch im Falle der Reibwertminderung, ist die Sicherstellung der Gratfreiheit der erzeugten Strukturen von entscheidender Bedeutung. Grate, als wiedererstarrte, bewegte Schmelze, können allerdings nur entstehen, wenn es tatsächlich zu einer signifikanten Aufschmelzung des bearbeiteten Materials gekommen ist. Nach den Erläuterungen in Abschnitt 2.2.3 und 2.3 lässt sich die Ausbildung einer dünnen Schmelzschicht nie gänzlich vermeiden, aber gemäß Abbildung 2.3a auf Seite 41 bei der Bearbeitung mit geringen Energiedichten deutlich verringern. Die Energiedichte ist somit bei konstanter Laserpulsdauer und Repetitionsrate der bestimmende Prozessparameter für die Menge an aufgeschmolzenem Material. Dabei sei bemerkt, dass eine ausgeprägte Schmelzschicht jedoch nicht notwendigerweise unmittelbar zur Gratentstehung führt. Insbesondere bei der Bearbeitung mit dem Ultrakurzpulslaser lässt sich bei der Erhöhung der Energiedichte zunächst nur im Zentrum der erzeugten Struktur Schmelze erkennen. Diese bleibt an jener Stelle lokalisiert, kann sich aber auch dort auftürmen und sogenannte Schmelzpeaks bilden, siehe diesbezüglich die Mikroskopaufnahmen in Abbildung 7.5b. Erst bei sehr hoher eingekoppelter Energiedichte, wenn der Strukturierungsprozesses schon in einen Bohrprozess übergeht, wird die Schmelze nach außen gedrängt und lagert sich am Strukturrand in Form von Graten ab. Nähere Erläuterungen hierzu folgen in Kapitel 7.

Aus den Ausführungen in Abschnitt 5.2.3 wurde deutlich, dass sich der Verlauf des Photodiodensignals mit steigender Energiedichte in seiner Charakteristik ändert. Beim Vergleich der mikroskopischen Aufnahmen der Näpfchenstrukturen mit dem Verlauf des koaxialen Photodiodensignals ergibt sich, dass mit der stärkeren Ausprägung der Unregelmäßigkeiten im Signalverlauf der Anteil an Schmelze zunimmt. Insbesondere, wenn der Einkoppelgrad durch Mehrfachreflektionen erhöht wird und das Photodiodensignal darauf hin wieder zu steigen beginnt, lassen sich

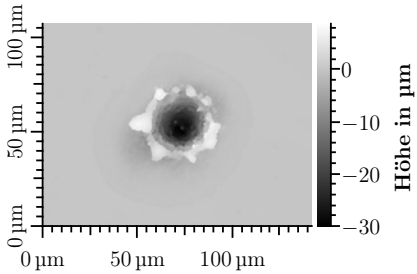


Abbildung 5.12.: Höhenbild der Näpfchenstruktur zum letzten Photodiodensignals mit der höchsten Energiedichte aus Abbildung 5.7. Steigt das Diodensignal gegen Ende des Strukturierungsprozesses wieder an, deutet dies auf das Vorhandensein von Grat hin. ($\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$, $\tau_\mathrm{H} = 8\,\mathrm{ps}$, $f_\mathrm{Rep} = 400\,\mathrm{kHz}$, $d_\mathrm{L} = 35\,\mu\mathrm{m}$, $H = 2{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$, $N_\mathrm{L} = 240$)

oftmals größere Volumina an Schmelze und zumeist auch Grat um die Näpfchenstruktur beobachten. So zeigt Abbildung 5.12 exemplarisch die Struktur, welche zum letzten Photodiodensignal mit $H = 2{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$ aus Abbildung 5.7 gehört. Deutlich ist der Grat, mit einer Höhe von teilweise über 5 µm zu erkennen.

Die Analyse des Photodiodensignalverlaufs erlaubt somit eine erste Einschätzung über das Ausmaß von Schmelzbildung und vor diesem Hintergrund eine Abschätzung zur Gefahr von möglicher Gratbildung. Als eindimensionales Signal eignet es sich jedoch nicht zur direkten Erfassung oder Beurteilung eines tatsächlich vorhandenen Grates. Auf diese Herausforderung wird noch ausführlich in Kapitel 7 eingegangen.

5.4. Überwachung der Prozessparameter mithilfe des Photodiodensignals

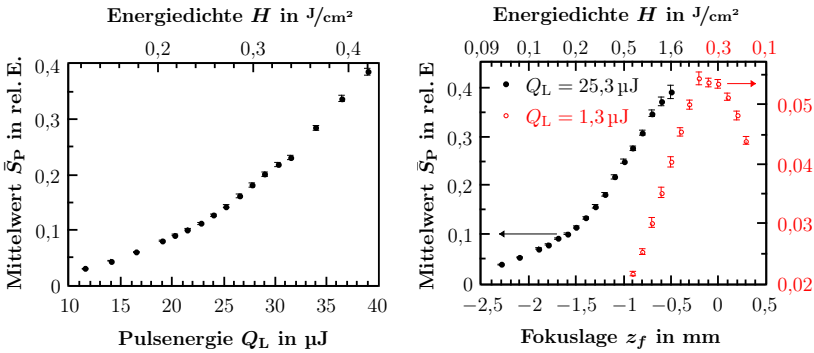
Der vorherige Abschnitt behandelte die Korrelation des koaxial aufgenommenen Photodiodensignals mit den Eigenschaften der erzeugten Strukturen. Dies ist von zentraler Bedeutung, da letztendlich das Ergebnis der Bearbeitung auf dem Werkstück über den Erfolg der gewünschten Funktionalität entscheidet. Nicht minder bedeutend ist gleichwohl die Online-Überwachung des Prozessablaufes und dabei insbesondere die Einhaltung der geforderten Prozessparameter auf der Werkstückoberfläche, um gegebenenfalls auf Abweichungen von den Sollvorgaben frühzeitig reagieren zu können und somit die Produktion von Fehlteilen zu vermeiden beziehungsweise zu reduzieren.

Neben der Pulsenergie und der Fokuslage, auf welche im Folgenden noch genauer eingegangen werden soll, stellen die Pulswiederholrate f_{Rep} und die Strukturierzeit t_{Dot} die wichtigsten Prozessparameter bei der Bearbeitung dar. Die Analyse Letzterer erfolgte bereits in Abschnitt 5.3.1. Die Pulswiederholrate lässt sich, eine ausreichend hohe Signalabtastrate vorausgesetzt, relativ einfach aus der Fourier-Transformation des Photodiodensignals zwischen den beiden Triggerzeitpunkten t_{A} und t_{E} ermitteln. Daraus ergibt sich auch eine gute Abschätzung für die Anzahl der Laserpulse zu $N_{\mathrm{L}} \approx (t_{\mathrm{E}} - t_{\mathrm{A}}) \cdot f_{\mathrm{Rep}}$. Dabei handelt es sich nur um eine Abschätzung, weil t_{A} und t_{E} nicht die exakten Zeitpunkte des Ein- beziehungsweise Ausschalten des Lasers repräsentieren, siehe Ausführungen in Abschnitt 4.4.1. Nach den Erfahrungen, die aus den durchgeführten Versuchen gewonnen wurden, liegt die Abweichung zum wahren Wert jedoch bei kleiner 10 Pulsen.

5.4.1. Einfluss der Laserpulsenergie

Die Menge des ablatiertem Materials wird vor allem durch die gewählte Pulsenergie bestimmt. Sie stellt somit einen zentralen Prozessparameter dar, deren Wert an der Werkstückoberfläche zum Beispiel durch Schwankungen innerhalb des Lasers oder durch Verschmutzungen beziehungsweise Beschädigungen der im Strahlengang befindlichen optischen Elemente beeinflusst werden kann. Diese Veränderungen sind meistens durch einen schleichend größer werdenden Einfluss charakterisiert. Darüber hinaus können Bedienungsfehler zu einem eigentlich unerwünschten Wert der Pulsenergie führen.

Wie in Abschnitt 5.2.1 erläutert, spiegelt sich für den typischen Signalverlauf die vom Werkstück absorbierte Pulsenergie in der Höhe des Photodiodensignals wieder. Über die Höhe des Photodiodensignals lässt sich zum Beispiel anhand des Mittelwertes $\bar{S}_{\mathrm{P}}$ des Diodensignals zwischen den Triggerzeitpunkten t_{A} und t_{E} eine Aussage treffen. Zu beachten ist jedoch, dass aufgrund des typischen Signalverlaufes (siehe Abbildung 5.2) nur bei konstant gehaltener Laserpulsanzahl N_{L} die Signalmittelwerte $\bar{S}_{\mathrm{P}}$ untereinander verglichen werden können. Abbildung 5.13a zeigt den aus dem koaxialen Photodiodensignal bestimmten Mittelwert $\bar{S}_{\mathrm{P}}$ für die Variation der Pulsenergie Q_{L} bei einer konstanten Anzahl von $N_{\mathrm{L}} = 240$ Laserpulsen pro Näpfchenstruktur. Im zentralen Bereich erfolgte die Variation in einer Schrittweite von 1,25 µJ, was 1 % der maximalen Pulsenergie des verwendeten Lasers entspricht. Auswirkungen auf die Näpfcheneigenschaften lassen sich bei solch geringer Schrittweite nicht erkennen. Jeder Datenpunkt stellt die Mittelung aus 30 Einzelmesswerten dar. Dabei steigt das Signal erwartungsgemäß monoton mit



(a) Variation der Pulsenergie Q_L bei sonst konstanten Prozessparametern. Der Signalmittelwert $\bar{S}_P$ reagiert auch auf kleine Änderungen der Pulsenergie, ohne dass sich die Vertrauensbereiche überlappen. ($d_L = 109\,\mu m$)

(b) Variation der Fokuslage z_f bei sonst konstanten Prozessparametern. Der Verlauf ist sehr ähnlich zu dem im nebenstehenden Diagramm. Bis auf eine Ausnahme überlappen sich hierbei die Vertrauensbereiche nicht. ($Q_L = 25{,}3\,\mu J$)

Abbildung 5.13.: Änderung des Mittelwertes $\bar{S}_P$ der optischen Prozessemission bei Variation verschiedener Prozessparameter. Dargestellt ist jeweils der Mittelwert aus 30 Einzelmessungen und der resultierende Vertrauensbereich, welcher durch die Fehlerbalken repräsentiert wird. ($\lambda = 1030\,nm$, $\tau_H = 8\,ps$, $f_{Rep} = 400\,kHz$, $N_L = 240$)

Erhöhung der Pulsenergie an. Der sich aus der Statistik ergebende Vertrauensbereich ist ebenfalls in Form von Fehlerbalken abgebildet, jedoch aufgrund deren geringer Größe kaum erkennbar. So besitzt die maximale, relative Vertrauensgrenze in dieser Versuchsreihe einen Wert von 2,2 %. Diese Tatsache verdeutlicht die sehr gute Reproduzierbarkeit der betrachteten Signaleigenschaft und resultiert in dem Fakt, dass sich keine der Vertrauensbereiche überlappen. Somit können mit mindestens 95 %-igem Vertrauensniveau alle Messdaten eindeutig voneinander unterschieden werden. Es zeigt sich demzufolge, dass der Mittelwert $\bar{S}_P$ selbst auf minimale Änderungen der Pulsenergie – welche außerhalb des Einflusses auf das Strukturierungsergebnis sind – zuverlässig reagiert. Darüber hinaus sei bemerkt, dass sich für weitere im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Versuche über andere, für die Mikrostrukturierung relevante Parameterbereiche ein vergleichbares Ergebnis ergab.

5.4.2. Einfluss der Fokuslage

Schließlich zählt die Fokuslage und damit der Strahldurchmesser auf der Werkstückoberfläche zu den entscheidenden Prozessparametern. Dejustage im optischen Strahlengang oder eine Verschiebung des Werkstückes können zum Beispiel eine ungewollte Veränderung dieses Wertes verursachen. Bei sonst konstanten Prozessparametern bewirkt dies eine Änderung der Energiedichte. Dabei zieht aufgrund der Ausbreitungseigenschaften des Laserstrahls eine zunehmende Defokussierung nach sich, dass ein geringerer Teil der einfallenden Pulsenergie oberhalb der Abtragsschwelle für die Ablation zur Verfügung steht. Insbesondere bei der Bearbeitung nahe der Abtragsschwelle, was für den betrachteten Fall zutrifft, macht sich die Fokuslagenverschiebung somit indirekt in einem geringeren Materialabtrag bemerkbar.

In Abbildung 5.13b ist der Mittelwert $\bar{S}_\mathrm{P}$ des Signals der optischen Prozessemission über den Wert der Fokusposition z_f für zwei verschiedene Messreihen mit jeweils $N_\mathrm{L} = 240$ Laserpulsen dargestellt. Für $z_f = 0\,\mathrm{mm}$ liegt der Fokus des Laserstrahls auf der Werkstückoberfläche und für negative z_f-Werte verschiebt sich dieser in das Werkstück hinein. Bei der Messreihe mit den ausgefüllten Datenpunkten erfolgte die Variation der Fokuslage ausschließlich im negativ defokussierten Bereich. Bei den nicht-ausgefüllten Datenpunkten erfolgte die Variation im Bereich, bei dem der Laserfokus nahe der Werkstückoberfläche lag. Dementsprechend wurde für beide Messreihen die Pulsenergie Q_L jeweils so gewählt, dass sich im zentralen Bereich der Messreihe eine Energiedichte von $H \approx 0{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$ ergibt. Die einzelnen Messpunkte repräsentieren wiederum den Mittelwert aus 30 Einzelmessungen. Auch hier sind die Vertrauensbereiche so klein, dass sie sich mit Ausnahme der beiden Werte für die höchste Energiedichte (ausgefüllte Datenpunkte) beziehungsweise im Bereich der Fokuslage $z_f = -0{,}1\,\mathrm{mm}$ (nicht-ausgefüllte Datenpunkte) nicht gegenseitig überlappen. Eine eindeutige Zuordnung der Messwerte zu einer bestimmten Fokuslage, die untereinander einen Abstand von 0,1 mm besitzen, ist somit im Rahmen eines 95 %-igen Vertrauensniveau fast immer möglich. Für die Messpunkte mit der hohen Energiedichte ist diese bereits so groß, dass der Signalverlauf von den in Abschnitt 5.2.3 beschriebenen Unregelmäßigkeiten bestimmt wird, welches zu einer Vergrößerung des Vertrauensbereiches führt. Bei entsprechend reduzierter Pulsenergie erhält man auch in jenem Fokuslagenbereich $z_f \leq -0{,}3\,\mathrm{mm}$ Vertrauensbereiche, die sich nicht überlappen.

Der Verlauf der Messpunkte steigt monoton mit der Wanderung der Fokuslage zur Werkstückoberfläche beziehungsweise mit steigender Energiedichte. Dies ent-

spricht den zuvor erwähnten Erwartungen. Bei den ausgefüllten Datenpunkten ist bei Überschreitung der Energiedichte von circa $H = 0{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$ ein leichter Knick, hin zu einem größeren Anstieg zu erkennen. Dies könnte den Übergang von dem von der optischen Eindringtiefe bestimmten Abtragsregime zu dem von der thermischen Eindringtiefe bestimmten Bereich visualisieren, wie er auch in [68] experimentell und theoretisch erörtert wurde. Für den Bereich der Fokuslage nahe der Werkstückoberfläche nimmt der Signalmittelwert $\bar{S}_\mathrm{P}$ einen lokal maximalen Wert an. Dies ist auch verständlich, da die Energiedichte ein Maximum im Bereich des Laserfokus erreicht. Im Übrigen kann jener Umstand zur einfachen Fokuslagenbestimmung verwendet werden.

Zu den Ausführungen in diesem Abschnitt sei weiterhin vermerkt, dass das analysierte Signal direkt aus der Bearbeitungszone stammt und somit die dortigen realen, für den Abtragsprozess zur Verfügung stehenden Prozessparameter berücksichtigt. Wie gezeigt, besteht daher anhand der Evaluierung des Mittelwertes $\bar{S}_\mathrm{P}$ des koaxial aufgenommenen Prozessleuchtens das Potential, abrupte oder auch schleichend auftretende Diskrepanzen von der Sollvorgabe in den Prozessparametern zu detektieren. Dies bietet somit die Möglichkeit der Ergreifung von Maßnahmen, bevor das Ergebnis der Bearbeitung signifikant beeinflusst wird. Voraussetzung ist allerdings, dass der Photodiodensignalverlauf dem in Abschnitt 5.2 beschriebenen typischen Verlauf entspricht. Anderenfalls treten, wie ebenso in jenem Abschnitt erläutert, Effekte auf, bei welchen zunehmend nicht mehr sicher gestellt werden kann, dass das registrierte Leuchten seinen Ursprung allein in der Abtragszone direkt auf der Werkstückoberfläche besitzt. Beim Vergleich der beiden Messreihen aus Abbildung 5.13 wird deutlich, dass darüber hinaus die Einschränkung besteht, dass aus dem Auftreten einer Diskrepanz zum Sollwert von $\bar{S}_\mathrm{P}$ nicht unbedingt auf den Grund (Abweichung in der Pulsenergie oder Fokuslage) geschlossen werden kann, was zwar wünschenswert wäre, jedoch für die Fehlervermeidung in erster Linie keine Notwendigkeit darstellt. Weiterhin ist theoretisch eine Kombination aus der Abweichung in der Pulsenergie und der Fokuslage denkbar, so dass der betrachtete Mittelwert $\bar{S}_\mathrm{P}$ nicht von seinem Sollwert abweicht. Diese und auch andere Kombinationen in der Abweichung der Prozessparameter wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

5.5. Praxisnahe Umsetzungsmöglichkeiten der Strukturmerkmalsüberwachung

Die vorherigen Ausführungen in diesem Kapitel haben gezeigt, dass aus dem Photodiodensignal der optischen Prozessemission zahlreiche Informationen über den ablaufenden Prozess und dessen Ergebnisse gewonnen werden können. Dabei lässt sich in der Praxis die koaxiale Signalerfassung relativ einfach über einen Strahlteiler in den optischen Strahlengang integrieren, ohne die Laserbearbeitung zu beeinflussen. Bei der Photodiode selbst handelt es sich um ein kostengünstiges und kompaktes Standard-Aufnahmegerät. Es ermöglicht nicht nur die Online-Aufnahme der Prozesssignale, sondern auch, aufgrund der relativ geringen Datenmengen, deren Online-Auswertung. Von systemtechnischer Seite bestehen somit optimale Voraussetzungen für die Umsetzung in einem Produktionsprozess.

Bei der Signalaufnahme sollte, wie allgemein üblich, auf einen hohes Signal-Rausch-Verhältnis geachtet werden. Zur zeitlichen Auflösung des Leuchtens der einzelnen Laserpulse, um beispielsweise die Repetitionsfrequenz aus dem Signal auslesen zu können, muss weiterhin entsprechend dem Nyquist-Theorem mit einer ausreichend hohen Abtastrate gearbeitet werden. Die Datenerfassung erfolgt geschickterweise mit einem PC, so dass die Signale simultan ausgewertet, komprimiert und eventuell in einer Datenbank abgespeichert werden können.

Wie gesehen, ist für die Signalauswertung der Signalverlauf von entscheidender Bedeutung. Um zuverlässig Aussagen über das Bearbeitungsergebnis treffen zu können, sollte der Verlauf dem in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen typischen Verlauf entsprechen. Eine diesbezügliche Evaluierung ist demzufolge als erster Schritt sinnvoll. Vergleichbar zu den in Abschnitt 3.1 erläuterten Qualitätssicherungsprozessen beim Laserschweißen lässt sich dies mittels Hüllkurven realisieren. Dabei werden im Vorfeld der eigentlichen Produktion unter Serienbedingungen eine Vielzahl von Gutteilen sowie bewusst Schlechtteile, durch unterschiedliche Parametervariationen produziert. Bei den Gutteilen sollten die Prozessparameter ebenfalls leicht variiert werden, so dass im Ergebnis möglichst der gesamte, vorgeschriebene Toleranzbereich der Strukturmerkmale abgedeckt wird. Die Schlechtteile müssen diese Bereiche leicht über- beziehungsweise unterschreiten. Aus den dabei gewonnenen Signalverläufen lassen sich dann eine obere und eine untere Grenzkurve ableiten, innerhalb derer man mit einem bestimmten Vertrauensniveau (je nach verwendeter Statistik) ein Gutteil erwarten kann. Diese Methode berücksichtigt die volle Signalinformation, ist jedoch auch entsprechend aufwendig zu implementieren. In

einer einfacheren, abstrahierten Weise kann die Analyse des Signalverlaufs über die zuvor erwähnten charakteristischen Signalmerkmale, wie den Mittelwert $\bar{S}_\mathrm{P}$ und die Leuchtdauer t_P, erfolgen. Die Beurteilung des Mittelwertes erfordert allerdings ebenfalls die vorherige Fertigung und Signalauswertung von Gut- und Schlechtteilen. Weiterhin lässt sich über den Verlauf zwischen dem Zeitpunkt des Signalmaximums t_max und dem Ende des Prozessleuchtens t_E mithilfe der zeitlichen Ableitung des geglätteten Signals eine Aussage treffen. Wird diese in dem betrachteten Bereich größer Null, so deutet dies auf Unregelmäßigkeiten und somit Abweichungen vom typischen Signalverlauf hin. Die vorherige Glättung des Signals durch Frequenzfilter und oder Mittelung ist dabei notwendig, da sich im ursprünglichen Signal bei den hohen Abtastraten das Leuchten der einzelnen Laserpulse als Peaks im Signal abzeichnet und folglich in der Ableitung den interessanten Verlauf über längere Zeitskalen überdecken würde. Ergeben sich im Signalverlauf Diskrepanzen zu den Vorgaben, so deutet dies entsprechend den Ausführungen im vorherigen Abschnitt auf unerwünschte Parameterabweichungen hin. Gegebenenfalls muss an jener Stelle nachkontrolliert werden.

In den weiteren Schritten der Signalanalyse erfolgt die Fourier-Transformation zur Ermittlung der Pulswiederholrate, die Berechnung des Integralwertes I_P des Prozessleuchtens sowie der Abstand der Strukturen zueinander. Diese Werte können für jede einzelne Struktur aufgenommen, ausgewertet und gespeichert werden. Falls Abweichungen zu den Referenzgrößen auftreten, kann somit die jeweilige Näpfchenstruktur für eine eventuelle Nachkontrolle genau lokalisiert werden. Zur Sicherstellung der Gesamtstrukturanzahl werden schließlich die registrieren Signaleinträge gezählt und mit dem Sollwert verglichen.

Wie zuvor gesehen, können darüber hinaus konkrete Aussagen über die Näpfcheneigenschaften getroffen werden. So ergeben sich die Tiefe und das Volumen der erzeugten Struktur aus linearen Zusammenhängen mit bestimmten Merkmalen des Photodiodensignals. Die jeweiligen Gleichungsparameter dieser Beziehungen müssen allerdings im Vorfeld experimentell bestimmt werden. Auch sind diesen Zusammenhängen Grenzen gesetzt, wie zum Beispiel kleine Aspektverhältnisse $T/D \ll 1$ für die Tiefe oder die Einhaltung des typischen Signalverlauf für das Volumen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass aus dem in diesem Kapitel ausführlich diskutierten koaxialen Photodiodensignal der optischen Prozessemission praxistaugliche Ansätze zur Prozessüberwachung beim Laserstrukturieren mit Ultrakurzpulslasern abgeleitet werden konnten. Weiterhin wurden Korrelationen mit

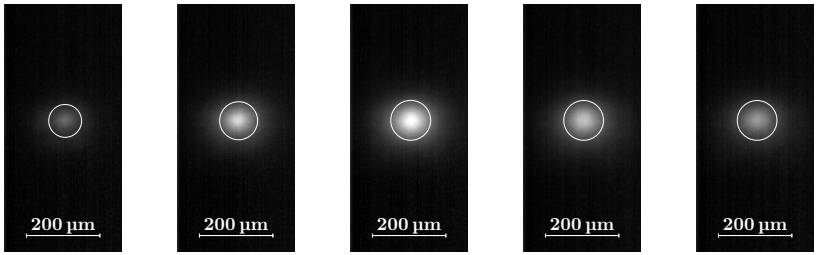
entscheidenden Eigenschaften einzelner Näpfchenstrukturen und der Gesamtstrukturanordnung aufgezeigt. Grundlage hierfür und zur Beurteilung der Korrelationsbeziehungen waren die gewonnenen Erkenntnisse zum Verständnis der aufgenommenen Signalverläufe. Zur letzten aus der Vorstellung in Abschnitt 3.4 verbleibenden Struktureigenschaft – dem Durchmesser D eines Näpfchens – kann das Photodiodensignal allerdings keine Aussage treffen. Die Untersuchungen hierzu sollen Gegenstand des folgenden Kapitels sein.

6. Ortsaufgelöste, koaxiale Erfassung des Prozessleuchtens

Neben den im vorherigen Kapitel untersuchten Eigenschaften des Volumens und der Tiefe einer Näpfchenstruktur wird die Geometrie der runden Vertiefung außerdem durch den Durchmesser D einer solchen bestimmt. Nach den Ausführungen in Abschnitt 3.4 komplettiert dieser die Liste der entscheidenden Struktureigenschaften bei der Laserbearbeitung. In diesem Kapitel soll untersucht werden, inwieweit aus der Größe der optischen Prozessemission Rückschlüsse auf den Durchmesser der erzeugten Struktur gezogen werden können. Hierzu wird der Bearbeitungsprozess mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera beobachtet. Der erste Abschnitt dieses Kapitels behandelt die Deutung und Analyse der aufgenommenen Bilder. Im Weiteren erfolgt die Untersuchung bezüglich der Korrelation mit dem Näpfchendurchmesser. Abschließend wird eine Möglichkeit zur Umsetzung in einem Serienprozess diskutiert.

6.1. Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen des Prozesses und deren Analyse

Die in diesem Kapitel diskutierten Aufzeichnungen des Prozesseigenleuchtens erfolgten mit dem in Abbildung 4.3 auf Seite 62 skizzierten Aufbau in koaxialer Weise. Dies ermöglicht, ähnlich wie bei der Beobachtung mit einer Photodiode, die Signalaufnahme in ausreichender Entfernung zur Bearbeitungszone und somit unabhängig von jeglichen Zugänglichkeitseinschränkungen am Werkstück. Wie aus den Ausführungen in Abschnitt 3.2 deutlich wurde, wird dabei die Expansion der Abtragsprodukte und insbesondere der Abstrahlwinkel eine Rolle spielen. Ferner ist indessen zu berücksichtigen, dass die beim Strukturierungsprozess oberhalb der Werkstückoberfläche sich akkumulierenden Abtragsprodukte durch Anregung des einfallenden Lasers zum Prozessleuchten beitragen können, siehe Abschnitt 5.2.2. Um dies weitestgehend zu vermeiden, wird im Rahmen dieser Versuchsreihe mit

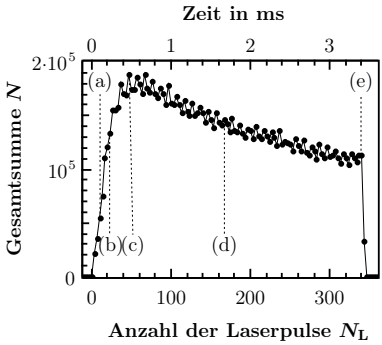


(a) $N_L = 7$ **(b)** $N_L = 20$ **(c)** $N_L = 43$ **(d)** $N_L = 163$ **(e)** $N_L = 337$

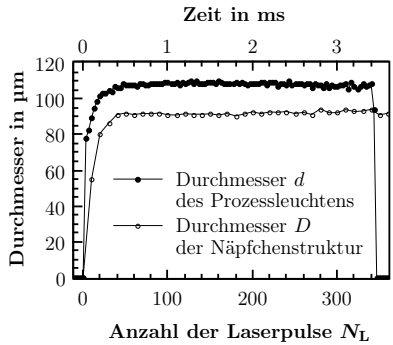
Abbildung 6.1.: Einige Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen des Strukturierungsprozesses zu verschiedenen Zeitpunkten nach Prozessbeginn, die durch die Anzahl der strukturerzeugenden Laserpulse N_L angegeben sind. Zu Beginn des Bearbeitungsvorgangs nimmt die Intensität des runden Prozessleuchtens rasch zu, bevor es dann nach einem Maximum bei $N_L = 43$ Laserpulsen langsam wieder schwächer wird. Der weiße Kreis veranschaulicht den ermittelten Durchmesser des Prozessleuchtens. ($\lambda = 1030\,\text{nm}$, $\tau_H = 8\,\text{ps}$, $f_{Rep} = 100\,\text{kHz}$, $d_L = 116\,\mu\text{m}$, $H = 0{,}3\,\text{J/cm}^2$, $f_K = 30\,\text{kHz}$, $t_K = 30\,\mu\text{s}$)

einer Pulswiederholrate von $f_{Rep} = 100\,\text{kHz}$ gearbeitet. Bei einer Belichtungszeit der Hochgeschwindigkeitskamera von $t_K = 30\,\mu\text{s}$ entsteht ein einzelnes Kamerabild demzufolge aus der Aufsummierung der optischen Prozessemission von 3 aufeinander folgenden Laserpulsen. Dies ermöglichte die Aufnahme mit einer Bildwiederholfrequenz von $f_K = 30\,\text{kHz}$. Bei einer Prozesszeit von beispielsweise $t_{Dot} = 3{,}4\,\text{ms}$ beziehungsweise $N_L = 340$ Laserpulsen für die Strukturierung eines einzelnen Näpfchens ergibt sich somit ein Film mit circa 102 vom Prozessleuchten belichteten Einzelbildern.

Abbildung 6.1 zeigt exemplarisch einige Bildaufnahmen eines solchen Filmes zu verschiedenen Stadien des Prozessfortschrittes. Der verwendete Parametersatz ist vergleichbar zu dem in Abschnitt 5.2.1 definierten typischen Bearbeitungsparameter. Es ergibt sich eine runde Leuchterscheinung mit einem Intensitätsmaximum in der Mitte und radial nach außen schwächer werdender Leuchtstärke, vergleiche auch mit Abbildung 4.7 und der seitlichen ICCD-Kameraaufnahme 3.2b. Diese Beobachtung lässt sich gut mit mehreren Argumenten begründen. Zum einen spielt die räumliche Intensitätsverteilung des Laserstrahls entsprechend einer zweidimensionalen Gauß-Verteilung eine Rolle. In der Mitte des Strahlprofils, wo die Laserintensität am höchsten ist, findet der meiste Materialabtrag statt. Dementsprechend befinden sich dort lokal mehr Abtragspartikel pro Flächeneinheit, die



(a) Gesamtsumme N aller Grauwerte eines jeden aufgezeichneten Bildes im Verlauf der Erzeugung einer Näpfchenstruktur. Das Signal entspricht dem der koaxialen Aufnahme mittels einer Photodiode. Die Buchstaben weisen auf die Datenpunkte, welche sich aus den jeweiligen Bildern in Abbildung 6.1 ergeben.



(b) Entwicklung des Durchmessers des Prozessleuchtens und der Näpfchenstruktur während der Bearbeitung einer solchen. Nach einer kurzen Anfangsphase wird die Struktur lediglich tiefer, ihr Durchmesser bleibt konstant, was sich auch im Prozessleuchten widerspiegelt.

Abbildung 6.2.: Auswertung der aufgenommenen Einzelbilder eines Strukturierungsprozesses. ($\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$, $\tau_\mathrm{H} = 8\,\mathrm{ps}$, $f_\mathrm{Rep} = 100\,\mathrm{kHz}$, $d_\mathrm{L} = 116\,\mu\mathrm{m}$, $H = 0{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$, $N_\mathrm{L} = 340$, $f_\mathrm{K} = 30\,\mathrm{kHz}$, $t_\mathrm{K} = 30\,\mu\mathrm{s}$)

zum Prozessleuchten beitragen. Nach außen verringert sich hingegen deren Dichte aufgrund der abfallenden Intensität des Laserstrahls und folglich geringeren Materialabtrags. Auch werden die Abtragsprodukte im Zentrum der Bearbeitungszone infolge der Gauß-förmigen Laserstrahlintensität stärker angeregt und leuchten somit intensiver als diejenigen mit zunehmendem Abstand vom Mittelpunkt. Schließlich wurde bei den zeitlich hoch aufgelösten, seitlichen Aufnahmen der optischen Prozessemission beobachtet, dass sich das Leuchten der atomaren Abtragsprodukte weitestgehend entlang der Normalen zur Werkstückoberfläche ausbreitet, siehe Abschnitt 3.2. Für die hier gewählten Prozessparameter besitzt dieser Abtragsmechanismus zwar einen geringen Anteil, er ist jedoch nicht ganz zu vernachlässigen, wie das Vorhandensein von diskreten Linien im Spektrum 5.1 zeigt.

Beim Betrachten der Aufnahmen aus Abbildung 6.1 fällt auf, dass die Gesamtintensität der Leuchterscheinung zunächst ansteigt, ein Maximum durchläuft und dann allmählich schwächer wird. Das Diagramm 6.2a veranschaulicht diese Tatsache anhand der Gesamtsumme der Grauwerte N der vom Prozessleuchten belichteten Pixel in Abhängigkeit vom Prozessfortschritt. Durch die örtliche Integration

entspricht diese Signaleigenschaft dem Signalwert einer koaxialen Photodiode, wie er im vorherigen Kapitel diskutiert wurde. Folglich ähnelt der Verlauf dem des in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen, typischen Photodiodensignals. Die leichten Schwankungen im Signalverlauf resultieren aus der Tatsache, dass die Kamera eine Totzeit besitzt, in welcher keine Belichtung statt findet, sondern die Daten vom Kamerachip gelesen werden. Bei der verwendeten Kamerakonfiguration beträgt die Totzeit circa 3,3 µs. Da die Bildaufnahmerate nicht in einem ganzzahligen Vielfachen zur Laserpulswiederholrate steht, verschiebt sich die zeitliche Lager der Totzeit relativ zu den Laserpulsen. Im wiederkehrenden Takt fällt die Totzeit somit in verschiedene Bereiche der Intensität des Prozessleuchtens.

Zur Ermittlung der Ausdehnung des Prozessleuchtens wurde dessen Durchmesser d entsprechend Gleichung (4.10) mithilfe der zweiten Momente der Leuchterscheinung für jedes Einzelbild berechnet. Die Ergebnisse für die Aufnahmen aus Abbildung 6.1 sind als weißer Kreis um den Leuchtschwerpunkt dort eingezeichnet. Abbildung 6.2b zeigt darüber hinaus die berechneten Durchmesserwerte für die gesamte betrachtete Bilderserie über der Anzahl der Laserpulse N_L. Innerhalb den ersten circa 35 Laserpulsen steigt der Durchmesser des Prozessleuchtens rasch auf den Wert, welchen er dann für den restlichen Verlauf bis zum Ende des Strukturierungsprozesses beibehält. Dies ist der Fall, obwohl – wie aus dem nebenstehenden Diagramm 6.2a deutlich wurde – die Gesamtintensität des Prozessleuchtens mit zunehmendem Prozessfortschritt abnimmt. Der konkrete, annähernd konstante Wert, welcher sich für diesen Film ergibt, liegt bei 27 Pixel. Dies entspricht 108 µm für den verwendeten Aufbau. Zusätzlich ist in Abbildung 6.2b der aus den mikroskopischen Aufnahmen ermittelte Näpfchendurchmesser D für die Strukturierung mit jeweils N_L Laserpulsen dargestellt. Auch dieser steigt innerhalb der ersten 40 Laserpulse schnell auf einen konstanten Wert von 91 µm für das betrachtete Beispiel an. Der Durchmesser des Prozessleuchtens erscheint somit etwas größer, wie der Durchmesser der Näpfchenstruktur. Dies ist durchaus plausibel, wenn man die in den vorherigen Kapiteln beleuchtete Tatsache berücksichtigt, dass die optische Prozessemission vornehmlich von der thermischen Strahlung der beim Abtrag entsandten Nanopartikel geprägt ist und diese unter einem gewissen Abstrahlwinkel zur Normalen der Probenoberfläche expandieren. Nähere Betrachtungen hierzu folgen in Abschnitt 6.2. Das Anfangsverhalten der Verläufe im Diagramm 6.2b resultiert aus der Eigenschaft des Auswertealgorithmus, wonach die anfänglich sehr geringen Tiefen beziehungsweise schwachen Leuchterscheinungen am Rande der

Bearbeitungszone noch nicht als solche registriert werden.

Abschließend sei darauf hingewiesen, dass der gezeigte Verlauf exemplarisch ist für den im Rahmen dieser Arbeit behandelten planaren Abtrag. Erreicht das Aspektverhältnis der erzeugten Strukturen Werte um eins und größer – das heißt, kommt es zur Ausbildung einer Kapillare – ändert sich dadurch mit Sicherheit der Abstrahlwinkel im Verlauf des Strukturierungsprozesses und der Durchmesser des Prozessleuchtens sollte somit ein ausgeprägteres, nicht-konstantes Anfangsverhalten aufweisen.

6.2. Korrelation der Bildinformationen mit dem Näpfchendurchmesser

Die Ähnlichkeit der beiden Durchmesserverläufe aus dem Diagramm 6.2b während des Prozessfortschritts und auch die sich dabei ergebende Konstanz des Durchmessers des Prozessleuchtens deuten auf eine Korrelation des Kamerasignals mit dem Näpfchendurchmesser hin. Zur diesbezüglichen näheren Untersuchung ist es allerdings notwendig, die circa 102, sich aus den jeweiligen Einzelaufnahmen ergebenden, Durchmesserwerte des Prozessleuchtens d_n für einen Strukturierungsprozess auf einen einzelnen Wert zu reduzieren, welcher dann mit dem schlussendlichen Durchmesser der erzeugten Näpfchenstruktur D verglichen werden kann. Denkbar wäre es, hierfür den Mittelwert aus den d_n-Werten zu ermitteln. Dies birgt jedoch den Nachteil, dass das dargestellte Anfangsverhalten mit in die Berechnung einfließt. Dieser Abschnitt ist jedoch für den resultierenden Durchmesser irrelevant. Vielmehr kommt es auf den konstanten Bereich in der Mitte und am Ende der Bearbeitung an. Den Durchmesserwert aus dem vorletzten belichteten Kamerabild – beim letzten Bild befindet sich generell eine gewisser, unbestimmter Teil des Belichtungsintervalls nach dem Prozessende – zu nehmen, ist ebenfalls ungünstig, da ein einzelner Wert nur einer geringe Vertrauenswürdigkeit besitzt. Als geeignet erweist sich hingegen, den Median

$$d_{\text{med}} = \underset{\{n \,|\, d_n > 0\}}{\text{median}}\, d_n \tag{6.1}$$

aus allen Durchmesserwerten von belichteten Kameraaufnahmen des Strukturierungsprozesses zu bestimmen. Diese Definition besitzt gegenüber den zuvor erwähnten weiterhin den Vorteil, dass vereinzelte Ausreißer in den d_n-Werten nahezu keinen Einfluss auf den letztendlichen Durchmesserwert d_{med} haben.

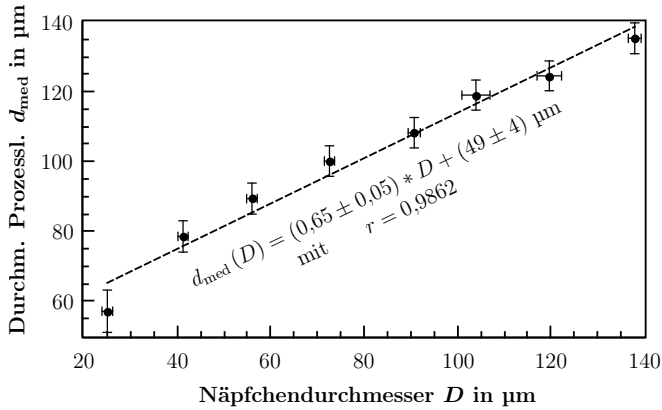
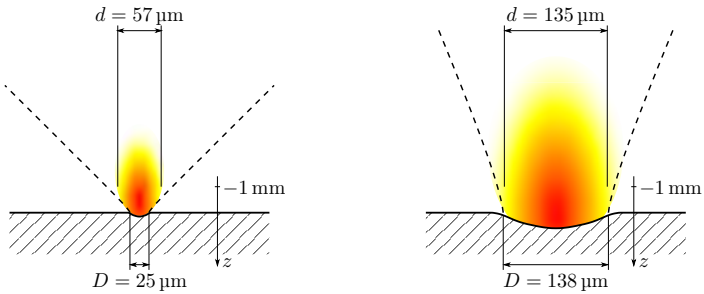


Abbildung 6.3.: Aus der koaxialen Beobachtung ermittelter Durchmesser der optischen Prozessemission d_{med} aufgetragen über den dabei erzeugten Durchmesser der Näpfchenstruktur D bei konstanter Energiedichte. Für den betrachteten Parameterbereich ergibt sich ein linearer Zusammenhang. ($\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$, $\tau_{\mathrm{H}} = 8\,\mathrm{ps}$, $f_{\mathrm{Rep}} = 100\,\mathrm{kHz}$, $H = 0{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$, $N_{\mathrm{L}} = 340$, $f_{\mathrm{K}} = 30\,\mathrm{kHz}$, $t_{\mathrm{K}} = 30\,\mathrm{\mu s}$)

Zur Analyse des Korrelationsverhaltens zwischen dem Median des Durchmessers des Prozessleuchtens d_{med} und dem Näpfchendurchmesser D erfolgte für verschiedene Laserstrahldurchmesser d_{L} auf der Werkstückoberfläche die Aufzeichnung der optischen Prozessemission mittels der Hochgeschwindigkeitskamera. Die Energiedichte H wurde dabei konstant gehalten. Abbildung 6.3 zeigt den ermittelten Durchmesserwert des Prozessleuchtens über dem Durchmesser der erzeugten Näpfchenstruktur. Jeder Messpunkt repräsentiert dabei den Mittelwert aus jeweils zehn Einzelstrukturierungen, für die der Durchmesser der optischen Prozessemission nach Gleichung (6.1) bestimmt wurde. Somit ergibt sich der dargestellte Wert aus der Vielzahl von circa 1020 Einzelaufnahmen. Die ebenfalls in Form von Fehlerbalken visualisierten Messunsicherheiten verdeutlichen die gute Reproduzierbarkeit der untersuchten Größen. Betrachtet man einzeln das Verhalten jeder Messgröße für sich mit der Variation des Strahldurchmessers, entspricht dies den Erwartungen. Mit steigendem Wert von d_{L} vergrößert sich ebenfalls der Durchmesser der Näpfchenstruktur und der des Prozessleuchtens. Gegeneinander aufgetragen, ergibt sich im betrachteten Parameterbereich ein linearer Zusammenhang, dessen Gerade ebenfalls im Diagramm 6.3 gestrichelt eingezeichnet ist. Allerdings verläuft diese – entgegen etwaiger erster Vermutungen – nicht durch den Koordinatenursprung.



(a) $d_\text{L} = 34\,\mu\text{m}$ **(b)** $d_\text{L} = 158\,\mu\text{m}$

Abbildung 6.4.: Skizzen des Prozessleuchtens von der Seite betrachtet für zwei verschiedene Strahldurchmesser. Die gestrichelte Linie veranschaulicht die theoretisch berechnete Expansion der Abtragsprodukte. Für kleine Strahldurchmesser erfolgt diese in einem größeren Winkel zur Normalen der Werkstückoberfläche.

Dies liegt in der Tatsache begründet, dass bei konstant gehaltener Energiedichte für kleinere Strahldurchmesser die Expansion der Strahlung emittierenden Abtragsprodukte in einem größeren Winkel zur Normalen der Werkstückoberfläche erfolgt.

Zur Veranschaulichung sind hierzu in Abbildung 6.4 die optischen Leuchterscheinungen der Prozessemission für den kleinsten und den größten betrachteten Strahldurchmesser von der seitlichen Ansicht schematisch skizziert. Der jeweilige Abstrahlwinkel der Expansion (gestrichelte Linie) ergibt sich aus den in Anhang A.1 näher erläuterten, numerischen Lösungen der gasdynamische Gleichungen. Mit fortwährender Expansion verdünnt sich naturgemäß das angeregte Gasgemisch bei gleichzeitiger Abkühlung und schlussendlichem Erlöschen des Prozessleuchtens. Der dabei von der koaxial beobachtenden Kamera registrierte und vom Auswertealgorithmus ermittelte Durchmesser der optischen Prozessemission liegt für alle Messdaten bei einer einheitlichen Höhe von circa $z = -1\,\text{mm}$ oberhalb der Probenoberfläche und somit relativ nahe an dieser. Die Erkenntnisse sind demnach konsistent mit theoretischen Modellierungen des Abtragsprozesses [88, 44], wie auch mit bekannten experimentellen Beobachtungen [38, 41].

Aus den obigen Ausführungen wird zusammenfassend deutlich, dass es prinzipiell möglich ist, aus der koaxialen Aufnahme des Prozessleuchtens mittels einer Kamera direkt Rückschlüsse auf den Durchmesser der erzeugten Näpfchenstruk-

tur zu ziehen. Der betrachtete Größenbereich umfasst mit $D = 25\,\mu\text{m}$ bis $140\,\mu\text{m}$ den insbesondere für diese Arbeit zugrunde liegenden, aber auch für die gängigsten weiteren Anwendungen der Mikrostrukturierung relevanten Parameterbereich. Außerhalb von diesem ist nicht unbedingt davon auszugehen, dass sich ebenfalls eine lineare Beziehung zwischen dem Signalwert und der Struktureigenschaft ergibt. Der qualitative Zugsamenhang, dass aus einem größeren Prozessleuchten auf eine größere Näpfchenstruktur geschlossen werden kann, sollte jedoch auch dort gelten. Obgleich bleibt zu beachten, dass entsprechend den Darlegungen in Abschnitt 5.2.2 mit wachsendem Strahldurchmesser und höherer Pulswiederholrate nicht mehr unbedingt ausschließlich das direkte Abtragsleuchten koaxial beobachtet wird. Auch beschränken sich die Aussagen auf den Fall des planaren Abtrags. Detaillierte Untersuchungen zu jenen Grenzbereichen wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit allerdings nicht durchgeführt.

Was ebenfalls nicht näher betrachtet wurde, aber über die Methode der zweiten Momente möglich sein sollte, ist die Schlussfolgerung auf eine eventuelle Elliptizität der erzeugten Näpfchenstruktur. Diese kann bei schrägem Laserstrahleinfall oder entsprechender Strahlformung, zum Beispiel mit Zylinderlinsen, entstehen. Gemäß den Ausführungen in [89, 34] führt ein elliptischer Bearbeitungsstrahl auf der Werkstückoberfläche ebenfalls zu einer elliptischen Verformung der expandierenden Abtragswolke. Allerdings erscheint diese, aufgrund des stärkeren Expansionsdrucks in der kleineren Hauptachse des Laserstrahls, um 90° gedreht gegenüber der erzeugten Näpfchenstruktur. Der Durchmesser der optischen Prozessemission entlang der beiden Hauptachsen lässt sich ohne weiteren Aufwand ebenfalls aus den zweiten Momenten der Leuchtverteilung entsprechend den Formeln

$$d_{1/2} = \begin{cases} \sqrt{2}\sqrt{\langle x^2\rangle + \langle y^2\rangle \pm \frac{\langle x^2\rangle - \langle y^2\rangle}{|\langle x^2\rangle - \langle y^2\rangle|}\sqrt{\left(\langle x^2\rangle - \langle y^2\rangle\right)^2 + 4\,\langle xy\rangle^2}} & \left\langle x^2\right\rangle \neq \left\langle y^2\right\rangle \\ \sqrt{2}\sqrt{\langle x^2\rangle + \langle y^2\rangle \pm 2\,|\langle xy\rangle|} & \left\langle x^2\right\rangle = \left\langle y^2\right\rangle \end{cases} \tag{6.2}$$

berechnen. Die Ausrichtung der Ellipse ergibt sich aus dem Azimutwinkel

$$\varphi = \begin{cases} \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{2\langle xy\rangle}{\langle x^2\rangle - \langle y^2\rangle}\right) & \left\langle x^2\right\rangle \neq \left\langle y^2\right\rangle \\ \frac{\langle xy\rangle}{|\langle xy\rangle|}\,\frac{\pi}{4} & \left\langle x^2\right\rangle = \left\langle y^2\right\rangle \end{cases}, \tag{6.3}$$

welcher den Winkel zwischen der x-Achse und der Hauptachse, die näher an der x-Achse liegt, darstellt.

6.3. Optionen für die Integration in einem Fertigungsprozess

In ähnlicher Weise wie die Photodiode lässt sich im Prinzip auch eine bildgebende Kamera über einen Strahlteiler koaxial in den Strahlengang integrieren, so dass die Online-Signalaufnahme in ausreichender Entfernung zum Ort der Laserbearbeitung erfolgt und diese nicht beeinflusst. Allerdings gilt hierbei zu beachten, dass eine korrekte Abbildung der Wechselwirkungszone auf den Kamerachip gewährleistet ist. In der Regel sollte es durch den Einbau von zwei Strahlteilern möglich sein, parallel das optische Prozessleuchten mittels einer Photodiode und einer Kamera aufzunehmen. Zur Überwachung des Laserschweißprozesses sind derartige Systeme bereits kommerziell verfügbar, siehe die Ausführungen zum LWM-C in Abschnitt 3.1. Denkbar wäre auch der vollständige Verzicht auf die Photodiodensignalaufnahme, da, wie Abbildung 6.2a zeigt, die Integration über die Kamerabilder zu einem vergleichbaren Signalverlauf führt. Allerdings ist die Photodiode verhältnismäßig kostengünstig und ermöglicht eine wesentlich höhere Abtastrate mit mehr Auswertemöglichkeiten. Weiterhin wird mit einer zusätzlichen Photodiode die Redundanz des Überwachungssystems erhöht, so dass sich ein Verzicht zumeist nicht rechtfertigt.

Die Kamera stellt im Vergleich zur Photodiode ein wesentlich komplexeres Aufnahmegerät dar, welches mittlerweile jedoch ebenfalls bei zahlreichen Aufgaben der Prozessüberwachung standardmäßig eingesetzt wird. Werden aber, wie im Fall der Mikrostrukturierung, hohe Aufnahmeraten benötigt, erhöht dies die Anforderungen an die Kamera. Zur Bildaufnahme muss dann, wie bei den Experimenten im Rahmen dieser Arbeit, eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt werden. Diese überträgt die aufgezeichneten Bilder an einen Rechner, wo sie entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 4.4.2 zunächst aufbereitet und anschließend hinsichtlich deren Merkmalseigenschaften analysiert werden. Dabei erfordern insbesondere die Algorithmen zur Vorverarbeitung hohe Rechenkapazitäten. Eine Online-Auswertung der erheblichen Datenmengen stößt somit bei beispielhaften, aber durchaus realistischen Prozessgeschwindigkeiten von 400 Näpfchenstrukturen pro Sekunde und einer Gesamtstrukturanzahl größer 10.000 schnell an die Grenzen der Rechnerleistung. Eine Alternative zu konventionellen Hochgeschwindigkeitskameras stellen Kamerasysteme dar, die auf Zellularen Neuronalen Netzwerken (engl. Cellular Neural Networks, kurz CNN) aufbauen. In solchen CNN-Kameras ist jedes Kamerapixel mit eigenen Rechen- und Speicherelementen direkt verbunden. Jedes

Pixel besitzt somit auf der Platine seinen eigenen Analogprozessor. Weiterhin sind die Pixel untereinander netzartig verknüpft. Diese Eigenschaften ermöglichen die pixelparallele und somit schnelle Bildverarbeitung in Echtzeit. Beim Laserschweißen wurden CNN-Kameras bereits erfolgreich für die Prozessregelung eingesetzt [127, 128].

Ist der Durchmesserwert d_{med} ermittelt, lässt sich dieser zusammen mit den Photodioden- und Positionsdaten für jede einzelne Näpfchenstruktur in einer Datenbank ablegen. Der Vergleich mit Solldaten, welche zuvor aus einer Vielzahl von Strukturierungsversuchen mit Parametervariationen und unter Produktionsbedingungen abgeleitet wurden (ähnlich zu den Ausführungen in Abschnitt 5.5), erlaubt eine Aussage über die Einhaltung der Kriterien bezüglich des Durchmessers der erzeugten Strukturen. Zuverlässige Aussagen über den Näpfchendurchmesser lassen sich allerdings nur ableiten, wenn sichergestellt ist, dass das bei der Bearbeitung ausgesandte Abtragsleuchten von der Kamera beobachtet wurde. Zur Beurteilung dessen ist ein vorheriger Vergleich des koaxialen Photodiodensignalverlaufs mit dem in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen typischen Signalverlauf sinnvoll.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass durch die – zusätzlich zur Photodiodenbeobachtung – koaxiale Aufnahme des Prozessleuchtens mittels einer Kamera die Möglichkeiten der Online-Überwachung der Struktureigenschaften um die Beurteilung des erzeugten Näpfchendurchmessers erweitert werden können. Beide Beobachtungsmethoden lassen sich praxistauglich und in ergänzender Weise in eine Fertigungsanlage integrieren. Bis auf die Gratfreiheit können damit direkt Aussagen über alle in Abschnitt 3.4 vorgestellten Struktureigenschaften getroffen werden. Ob ebenfalls aus Kameraaufnahmen direkt Rückschlüsse auf einen eventuell vorhandenen Grat gezogen werden können, soll im folgenden Kapitel untersucht werden.

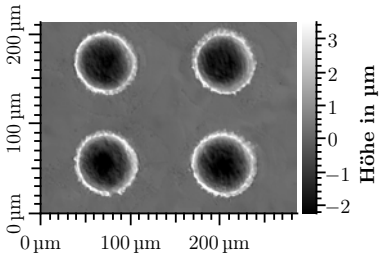
7. Thermografiekameraaufnahmen zur Schmelzaufwurferkennung

Die Ausführungen in Kapitel 2 haben gezeigt, dass sich bei der Materialbearbeitung mit gepulsten Lasersystemen zwar die Bildung von Schmelzschichten durch die Verkleinerung der Pulsdauer reduzieren, jedoch nicht gänzlich vermeiden lässt. Das Vorhandensein von Schmelze mindert indessen die Präzision des Bearbeitungsergebnisses beziehungsweise kann zu unerwünschten Schmelzüberhöhungen und/oder Schmelzaufwürfen am Rande der Bearbeitungszone – zu sogenannten Graten – führen. Diese aus der Oberfläche hervorstehenden, eventuell durch die Aufschmelzung sogar gehärteten Spitzen führen in vielen Anwendungsfällen, insbesondere wenn ein Kontakt der bearbeiteten Oberfläche mit einem Gegenpartner besteht, zur Einschränkung der mit der Laserstruktur bezweckten Funktionalität beziehungsweise bergen beim Abbrechen die Gefahr der Verschmutzung von involvierten Flüssigkeitskreisläufen. Ob tatsächlich eine Schmelzüberhöhung vorliegt, hängt allerdings auch von der Oberflächenrauheit des Materials in der Umgebung der Laserstruktur ab. Als Kriterium bietet sich hier ein Vergleich des am Rande der Laserstruktur ermittelten $R_{\mathrm{p\,max}}$-Wertes mit dem vor der Laserbearbeitung oder im unstrukturierten Bereich ermittelten R_{p}-Wert der Oberfläche nach der Norm DIN EN ISO 4287 mit VDA 2006 an [129, 130, 131]. Der $R_{\mathrm{p\,max}}$-Wert als vertikaler Abstand von der höchsten Erhebung zur Profilmittellinie repräsentiert dabei die Höhe des Grates. Übersteigt der $R_{\mathrm{p\,max}}$-Wert den 1,5-fachen R_{p}-Wert in mindestens fünf Profilen um die Laserstruktur, so kann von einem Grat mit signifikanter Höhe ausgegangen werden.

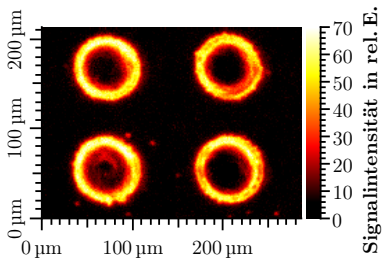
In Abschnitt 5.3.3 wurde bereits aufgezeigt, wie sich aus dem koaxialen Photodiodensignal während der Bearbeitung Rückschlüsse auf die erhöhte Gefahr von Schmelzbildung ziehen lassen. Dies erlaubt jedoch nur einen indirekten Hinweis auf mögliche vorhandene Schmelzaufwürfe. Aufgrund der für viele Anwendungsfäl-

le entscheidenden Bedeutung der Gratfreiheit wäre eine direkte Aussage hingegen wünschenswert. Allerdings stellt dies infolge der geringen Ausdehnung und Höhe des Grates eine herausfordernde Aufgabe an das Messsystem dar. Wie zuvor bereits angedeutet, wären Tastschnittmessungen eine vergleichsweise einfache Realisierungsmöglichkeit. Als taktiles Messverfahren erfordert dies aber den direkten Kontakt mit der Oberfläche, stellt nur einen sehr eingeschränkten Bereich der Oberfläche dar und ist darüber hinaus sehr zeitintensiv. Dreidimensionale Aufnahmen der Näpfchenstrukturen mit einem Licht- oder Lasermikroskop liefern zwar ganzheitliche Informationen zur Topografie, sind jedoch ebenfalls sehr zeitintensiv und daher nur stichprobenartig einsetzbar. Andererseits zeichnet sich der Schmelzgrat durch Eigenschaften aus, welche einen großen Einfluss auf den Emissionsgrad besitzen. Die steilen Flanken der relativ spitzen Erhöhungen sowie eine vergrößerte Mikrorauheit bewirken entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 2.2.5 eine lokale Erhöhung des Emissionsgrades. Auch eine eventuell vorhandene, durch die Aufschmelzung geförderte Oxidationsschicht trägt zur Erhöhung des Emissionsgrades bei. Thermografiekameras eignen sich mit ihrer hohen Empfindlichkeit, selbst geringste Unterschiede in der Emissivität kontrastreich und zuverlässig abzubilden. Wenn lediglich die Eigenwärmestrahlung des Probekörpers aufgenommen wird, sind die Signale außerdem unabhängig von jeglicher externen Beleuchtung oder sonstigen Anregung. Dies birgt einen großen Vorteil hinsichtlich der Robustheit im Vergleich zu fotografischen Aufnahmen im sichtbaren Spektralbereich, denen stets reflektiertes Licht einer oder mehrerer externer Lichtquellen zu Grunde liegt.

Im Rahmen dieses Kapitels soll es daher um die prinzipielle Erörterungen gehen, ob sich durch Laserstrahlung erzeugte Schmelzaufwürfe über die thermische Eigenstrahlung der bearbeiteten Werkstückoberfläche detektieren lassen. Hierzu werden zunächst die Thermografieaufnahmen von Strukturen, welche mit einem Kurzpulslaser erzeugt wurden, analysiert. Die längere Pulsdauer dieses Lasersystems erlaubt eine gezieltere Beeinflussung der Grateigenschaften. Im Anschluss erfolgt eine ähnliche Betrachtung für die mit einem Ultrakurzpulslaser erzeugten Strukturen. Schließlich sollen Umsetzungsmöglichkeiten für den Anwendungsfall diskutiert und ein Ausblick gegeben werden.



(a) Im dreidimensionalen Mikroskopbild werden die Schmelzgrate durch einen hellen Kreis um die Näpfchenstruktur deutlich. Ihre Höhe beträgt bis zu 4 µm und die Gratbreite liegt bei circa 6 µm.



(b) Das Thermografiebild zeigt die Intensität der Eigenwärmestrahlung dieser Oberfläche. Die Regionen um den Schmelzgrat weisen sich durch eine erhöhte Emissivität aus und setzen sich somit deutlich ab. ($t_K = 0{,}7\,\mathrm{ms}$)

Abbildung 7.1.: Mit einem Kurzpulslaser erzeugte Näpfchenstrukturen auf einer polierten Stahloberfläche. ($\lambda = 1064\,\mathrm{nm}$, $\tau_H = 9\,\mathrm{ns}$, $f_{Rep} = 20\,\mathrm{kHz}$, $d_L = 50\,\mu\mathrm{m}$, $Q_L = 0{,}6\,\mathrm{mJ}$, $N_L = 5$)

7.1. Untersuchung von mittels Kurzpulslaser erzeugten Strukturen

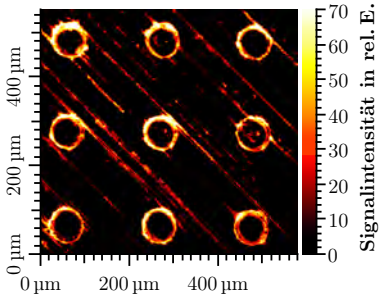
Die vorliegende Arbeit behandelt zwar Strukturen, welche sich in der gewünschten Form nur mit einem Ultrakurzpulslaser herstellen lassen, für die gezielte Erzeugung von Laserstrukturen mit definierten Graten eignen sich hingegen Kurzpulslaser besser. Begründet liegt dies in der Tatsache, dass für Pulsdauern im Nanosekundenbereich die Relaxationszeit der Elektron-Phonon-Kopplung um ein Vielfaches überschritten wird, siehe Abschnitt 2.2.2. Dadurch gelangt im Vergleich zum Ultrakurzpulslaser ein größerer Anteil an thermischer Energie ins Kristallgitter und es kommt noch während der Laserpulsdauer zur Ausbildung einer Schmelzschicht. Der gleichzeitig wirkende Druck der verdampften Abtragsprodukte führt dann zur Verdrängung der Schmelze an den Rand der Bearbeitungszone, wo diese in zerklüfteten Strukturen erstarrt. Infolge des wiederholten Beschusses auf ein und die selbe Stelle, türmt sich die erstarrte Schmelze dort auf. Dies ist unter anderem die Ursache für die erwähnte Mikrorauheit der Grate. Mit dem Kurzpulslasersystem lassen sich somit über die Anzahl und die Intensität der Pulse relativ definiert die für die folgenden Untersuchungen gewünschten Gratgeometrien auf der Probenoberfläche erzielen.

Abbildung 7.1a zeigt beispielhaft das mit einem Laser-Scanning-Mikroskop auf-

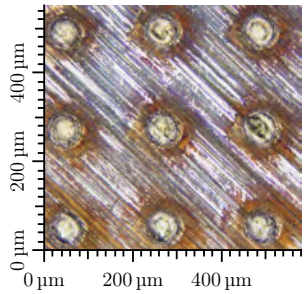
genommene Topografiebild von vier Strukturen, welche mit dem im Abschnitt 4.1 beschriebenen ns-Lasersystem erzeugt wurden. Durch die Graustufen werden entsprechend der nebenstehenden Skala die Höheninformationen repräsentiert. In der Mitte jeder Struktur ergibt sich durch die Laserbearbeitung eine Vertiefung. Wie durch die hellen Kreise gut zu erkennen ist, hat sich das in der Mitte fehlende Material zum Teil in Form von einem Grat um den Strukturrand aufgetürmt. Dabei beläuft sich die Grathöhe auf bis zu 4 µm, ausgehend von der ursprünglichen Oberfläche. Nebenstehende Abbildung 7.1b stellt die entsprechende Aufnahme der thermischen Strahlung dieser Oberfläche dar. Die Aufzeichnung erfolgte mit dem in Abschnitt 4.5 erläuterten experimentellen Aufbau, ohne thermische Anregung der Oberfläche und mit einer Belichtungszeit von lediglich $t_K = 0{,}7$ ms. Die Grauwerte symbolisieren hierbei die Intensität der Wärmestrahlung. Deutlich tritt eine helle, kreisförmige Leuchterscheinung am Strukturrand auf. Die hellsten Pixel können dort lokalisiert werden, wo sich im Mikroskopbild der Grat abzeichnet. Sowohl nach innen, wie nach außen findet ein Übergang zu den dunklen, strahlungsärmeren Zonen statt. Dies lässt in Abbildung 7.1b die thermischen Strahlung etwas breiter erscheinen, wie die Grate im Mikroskopbild. Der Umstand, dass die Auflösung infolge der Beugung auf circa 3 µm begrenzt ist und die Strukturen dadurch etwas unscharf erscheinen, trägt ebenfalls zur Verbreiterung bei.

Da die Probe während der gesamten Messung eine einheitlich Temperatur besitzt, verdeutlicht die Thermografieaufnahme lokale Unterschiede im Emissionsgrad der Oberfläche beziehungsweise die Winkelabhängigkeit dieser Größe. Tatsächlich wird durch den Vergleich der beiden Aufnahmen deutlich, dass auch die vom Kamm des Grates fallenden Flanken, insbesondere die zum Strukturmittelpunkt, eine erhöhte Emissivität aufweisen. Dies bestätigt die Theorie, wonach die metallische Probe kein Lambert-Strahler ist, sondern ein Strahlungsmaximum für große Polarwinkel gegen den Flächennormalenvektor aufweist [63]. Die mikroskopische Rauheit der Gratoberfläche trägt ebenfalls zur Erhöhung des Emissionsgrades bei, wohingegen Oxidschichten nicht nachgewiesen werden konnten. Die Mitte der Strukturen erscheint in ihrer Emissivität vergleichbar zu der ursprünglich polierten Oberfläche. Dies ist auch verständlich, da dort die entstandene Schmelzschicht zu einer ähnlich glatten Oberfläche wiedererstarrt, ohne dass sie aufgetürmt wird.

Die polierte Oberfläche eignet sich zwar sehr gut, um in diesen ersten grundlegenden Untersuchen das prinzipielle Potential der direkten Gratdetektion zu demonstrieren, sie entspricht aber oftmals nicht der realen Anwendung. Dort zeichnet sich die ursprüngliche Oberfläche zumeist durch eine geringe Rauheit aus. Ab-



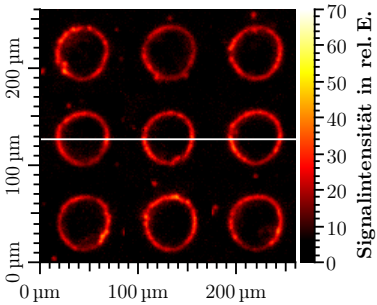
(a) Die Grate setzten sich auch bei geschliffener Oberfläche von den ebenfalls sichtbaren Riefen ab. Es wird weiterhin deutlich, dass sich in dem Thermografiebild die Erhöhungen von den Vertiefungen nicht unterscheiden lassen.(t_K = 0,7 ms)



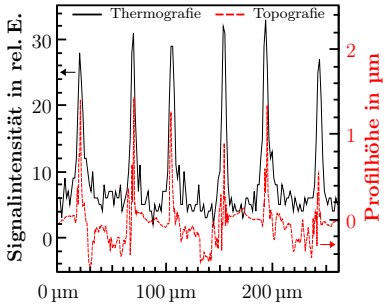
(b) Für eine lichtmikroskopische Aufnahme muss die Oberfläche extern beleuchtet werden. Die Grate sind jedoch nur schwach erkennbar, was eine automatisierte Auswertung dieses Bildes unmöglich erscheinen lässt.

Abbildung 7.2.: Im Gegensatz zur Abbildung 7.1 wurden diese Näpfchenstrukturen auf einer nicht-polierten Oberfläche erzeugt. (λ = 1064 nm, τ_H = 9 ns, f_{Rep} = 20 kHz, d_L = 50 µm, Q_L = 0,6 mJ, N_L = 5)

bildung 7.2a zeigt die thermische Eigenstrahlung einer laserstrukturierten Oberfläche, welche durch zahlreiche Schleifriefen eine Rauheit von R_z = 3,7 µm und R_p = 1,3 µm aufweist. Für diesen Fall entspricht die Höhe der Grate in etwa dem dreifachen R_p-Wert der Oberfläche. Gemäß den Erwartungen, weisen die Flanken der Riefen ebenfalls eine erhöhte Emissivität auf und werden somit im Thermografiebild zum Teil sichtbar. Nichtsdestotrotz zeichnen sich die Grate noch deutlich von diesem Hintergrund ab. Durch das Setzen eines geeigneten Schwellwertes in der Intensität, lässt sich der Grat von den Riefen separieren. Solch regelmäßige Strukturen, wie die Schleifriefen, können auch durch entsprechende Algorithmen aus der Bildverarbeitung eliminiert werden. Die Abbildung 7.2 verdeutlicht somit, dass sich die Gratdetektion mittels Wärmestrahlung auch auf nicht-polierte Oberflächen übertragen lässt. Die nebenstehende lichtmikroskopische Aufnahme 7.2b der selben Oberfläche bringt weiterhin den für diesen Anwendungsfall deutlichen Vorteil der thermografischen Aufnahme zum Ausdruck. Gewusst wo, lassen sich zwar auch hier die Grate erkennen. Für ein Bildverarbeitungssystem und somit eine automatisierten Auswertung, scheint die Detektion jedoch eine unlösbare Problemstellung zu sein. Eventuell kann mit einer geeigneteren Beleuchtung das Bild diesbezüglich noch optimiert werden, allerdings verkompliziert dies den Messauf-



(a) Auch bei minimaler Höhe der Grate heben sich diese durch eine messbar gesteigerte Emissivität vom Hintergrund ab. Die weiße Linie zeigt die Lage der nebenstehenden Profilschnitte. ($t_K = 0{,}7\,\mathrm{ms}$)

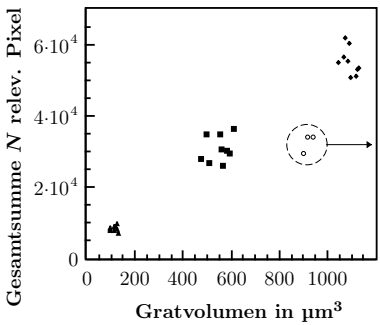


(b) Die Profilschnitte verdeutlichen das gute Signal-Rauch-Verhältnis und die lokale Übereinstimmung der Strahlungsmaxima mit den aus dem Topografie-Profilschnitt ermittelbaren Graten.

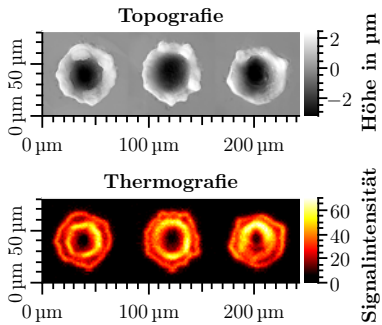
Abbildung 7.3.: Näpfchenstrukturen mit minimaler Grathöhe auf der polierten Stahloberfläche. ($\lambda = 1064\,\mathrm{nm}$, $\tau_H = 20\,\mathrm{ns}$, $f_{Rep} = 70\,\mathrm{kHz}$, $d_L = 50\,\mu\mathrm{m}$, $Q_L = 0{,}2\,\mathrm{mJ}$, $N_L = 1$)

bau erheblich und macht ihn damit auch anfälliger gegenüber Störungen. Im infraroten Spektralbereich hingegen ergeben sich völlig andere Kontraste. Wie die vorherigen Abbildungen gezeigt haben, setzt sich die Eigenstrahlung des Grats deutlich vom Hintergrund ab und die Aufnahme eignet sich somit zur weiteren automatisierten Auswertung. Auf diesen Verfahrensschritt soll im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht tiefer gehend eingegangen werden.

Stattdessen ist die Fragestellung interessant, bis zu welcher Höhe der Grat noch durch die Aufnahme der Wärmestrahlung zuverlässig detektiert werden kann. Abbildung 7.3a zeigt die Thermografieaufnahme von Laserstrukturen, welche mit einer geringen Pulsenergie und nur einem Puls pro Struktur erzeugt wurden. Die Grathöhe beträgt circa 1 µm und ist damit die geringste, die mit der gegebenen Prozesstechnik herstellbar war. Noch geringere Höhen sind zumeist auch für den tatsächlichen Anwendungsfall nicht relevant. Auch in jenem Beispiel wird der Gratring im Thermografiebild sichtbar, wenn auch mit einer, im Vergleich zur Abbildung 7.1b, deutlich verringerten Intensität. Nichtsdestotrotz übersteigt selbst in diesem Fall die Signalamplitude die Standardabweichung des Hintergrundrauschens um einen Faktor größer 10. Dieses immer noch sehr gute Signal-Rausch-Verhältnis wird auch aus dem in Abbildung 7.3b dargestellten Profilschnitt durch



(a) Für den betrachteten Bereich ergibt sich ein linearer Zugsamenhang für Näpfchenstrukturen mit schmalen Graten, die im Thermografiebild eine einheitliche Leuchterscheinung hervorrufen.



(b) Bei Näpfchenstrukturen mit breiterem Grat und relativ glattem Kamm (oben) weist dieser keine lokal erhöhte Emissivität auf und trägt somit nur sehr schwach zur Wärmestrahlung (unten) bei.

Abbildung 7.4.: Untersuchung der Korrelation zwischen dem Materialvolumen der Grate und der Gesamtintensität der Wärmestrahlung. Die Topografie und die Eigenwärmestrahlung der Näpfchenstrukturen, welche zu den gestrichelt umkreisten Datenpunkten gehören, sind in der rechten Grafik dargestellt.

das Wärmestrahlungsbild deutlich. Ebenfalls ist selbiger Profilschnitt durch das dreidimensionale Mikroskopbild abgebildet. Eine Vertiefung der Laserstrukturen ist kaum auszumachen, aber die steilen Flanken, welche die gesteigerte Emissivität bewirken, werden sehr gut sichtbar.

Der Vergleich der gezeigten Abbildungen 7.1b und 7.3a lässt die Vermutung aufkommen, dass die Intensität der thermischen Strahlung mit den geometrischen Eigenschaften der Grate korrelieren könnte. Zur diesbezüglichen Untersuchung wurde für einige Strukturen das Volumen des aufgetürmten Grates vermessen und mit der Gesamtstrahlungsintensität aus dem Thermografiebild verglichen. Hierfür kam ebenfalls der in Abschnitt 4.4.2 beschriebene Algorithmus zur Merkmalsextraktion in einer nur geringfügig modifizierten Form zum Einsatz. Abbildung 7.4a zeigt die Gesamtsumme N der extrahierten, informationsrelevanten Pixel aus dem Thermografiebild über dem vermessenen Gratvolumen. Jeder Messpunkt repräsentiert dabei die ermittelten Werte für eine einzelne Struktur. Die Messwerte mit gleichem Symbol resultieren aus Näpfchenstrukturen, die mit dem identischem Bearbeitungsparameter erzeugt wurden. Die Größe einer solchen „Messwertwolke“

mit gleichem Symbol repräsentiert somit die Streuung. Aus den drei mal neun eckigen, ausgefüllten Datenpunkten deutet sich ein monoton steigender Zusammenhang zwischen den untersuchten Größen an, der, zumindest im betrachteten Bereich, linear zu sein scheint. Die Näpfchenstrukturen zu den eckigen, ausgefüllten Datenpunkten besitzen wie die in diesem Abschnitt zuvor gezeigten Strukturen einen schmalen, rauen Gratring von wenigen Mikrometern Breite um die jeweilige Struktur. Im Gegensatz dazu weisen die drei Strukturen zu den runden nicht ausgefüllten Datenpunkten (gestrichelt umkreist) einen breiteren und glatteren Grat auf. Das Mikroskopbild und die Thermografieaufnahmen dieser Näpfchen sind in der nebenstehenden Abbildung 7.4b dargestellt. Hieraus wird ersichtlich, dass der Grat für diese Strukturen nicht über seine gesamte Breite einheitlich durch die Wärmestrahlung in Erscheinung tritt. Die ebene und relativ glatte Kammlinie erscheint im Vergleich zu den Flanken mit verminderter Intensität. Dies ist konsistent mit den zuvor erläuterten Ursachen der beobachteten Unterschiede in der Emissivität. Folglich befinden sich die zugehörigen runden, nicht ausgefüllten Messpunkte im Diagramm 7.4a etwas unterhalb des zuvor erwähnten linearen Zusammenhangs. Die dargestellte Untersuchung zur Korrelation der betrachteten Größen sollte aufgrund der geringen Anzahl an Messwerten lediglich als erste Einschätzung verstanden werden. Da es in der vorliegenden Arbeit schwerpunktmäßig um die reine Erkennung von Graten geht, wurden keine vertiefenden Experimente zur genaueren Verifikation und Erweiterung dieser ersten Ergebnisse durchgeführt.

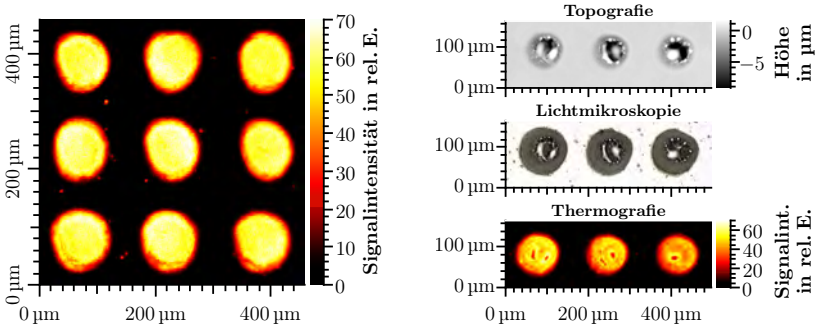
Weiterhin sei erwähnt, dass eine ebenfalls interessant scheinende Untersuchung des Zusammenhangs der Grathöhe mit Merkmalen aus dem Thermografiebild wenig sinnvoll sein wird. Dieser Umstand resultiert wiederum aus der Tatsache, dass die aufgenommene Wärmestrahlung mehr durch die Steilheit der Flanken und die Rauheit der Oberfläche bestimmt wird, als allein durch die Höhe des Grates. Gleichzeitig bedeutet die Abhängigkeit von der Steilheit der Flanken eine Einschränkung in der Form der zur Gratdetektion geeigneten Näpfchenstrukturen. Diese sollten möglichst flach radial nach außen auslaufen. Ist die Struktur hingegen durch einen relativ steilen Abfall am Rand gekennzeichnet, so tritt dieser in ähnlicher Weise in Erscheinung wie eventuell vorhandener Grat, da im Thermografiebild nicht zwischen einer Erhöhung und einer Vertiefung unterschieden werden kann. Wie in [132] gezeigt wurde, sind steil abfallende Strukturen für die Aufnahme von Schmiermitteln tendenziell auch eher hinderlich. Zusätzlich sollte die Strukturierung möglichst planar sein, da die Näpfchen sonst im Falle von größeren Aspektverhältnissen eine Art Hohlraumstrahler bilden und somit zusätzlich eine

erhöhte Emissivität aufweisen.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass sich bei der Laserstrukturierung erzeugter Grat unter bestimmten Bedingungen durch die Aufnahme der Wärmestrahlung direkt detektieren lässt. Die Aufwürfe sollten dabei durch steile Flanken und eine hohe Mikrorauheit, die Strukturen durch ein geringes Aspektverhältnis und flachen radialen Auslauf gekennzeichnet sein. Auch geringe Grathöhen im Bereich von einem Mikrometer setzen sich im Thermografiebild bei entsprechend glatter Oberfläche im Gegensatz zu einer lichtmikroskopischen Aufnahme durch ein sehr gutes Signal-Rausch-Verhältnis ab. Dabei deutet sich zwischen dem Gratvolumen und der Gesamtstrahlungsintensität ein linearer Zusammenhang an. Im folgenden Abschnitt soll nunmehr untersucht werden, inwieweit sich diese mit dem Kurzpulslaser als Bearbeitungswerkzeug erzielten Ergebnisse auf die mittels Ultrakurzpulslaser erzeugten Näpfchenstrukturen übertragen lassen.

7.2. Untersuchung von mittels Ultrakurzpulslaser erzeugten Strukturen

Prozessbedingt ist es mit dem Ultrakurzpulslaser deutlich schwieriger, einen ausgeprägten Schmelzgrad um die Näpfchenstruktur zu erzeugen. Dies gilt insbesondere für moderate Energiedichten, mit welchen gewöhnlich bei der Strukturierung gearbeitet wird. Typischerweise verwendet man ja gerade aus diesem Grund einen Ultrakurzpulslaser, wenn eine hohe Präzision und Gratfreiheit gefordert ist. Nichtsdestotrotz haben Berechnungen zum Lasermaterialabtrag gezeigt, dass sich eine dünne Schmelzschicht nie gänzlich vermeiden lässt und deren Dicke entsprechend Abbildung 2.3a mit steigender Fluenz wächst [35]. So kann es bei der Strukturierung mit hohen Energiedichten insbesondere im Zentrum der Bearbeitungszone, wo die Laserstrahlintensität am größten ist, zum signifikanten Aufschmelzen kommen. Allerdings wird die Schmelze zumeist nicht wie beim Kurzpulslaser nach außen gedrängt, sondern verbleibt eher im Zentrum der Struktur und bildet einzelne Schmelzpeaks, die an sich ablösende Tropfen erinnern. Dies liegt vermutlich daran, dass die Schmelzentstehung vor allem auf die Akkumulation von Wärme im Festkörper bei hohen Repetitionsraten zurückzuführen ist und nicht allein durch und während des Laserpulses entsteht. Die einzelnen ps-Laserpulse besitzen eine zu geringe Pulsenergie, um einen ausreichend hohen Abdampfdruck zu erzeugen, welcher die Schmelze verdrängen könnte. Allein bei sehr großen Pulsenergien, wie



(a) Thermografieaufnahme von Näpfchenstrukturen, welche mit den für die Ultrakurzpulsanwendungen typischen Bearbeitungsparametern gefertigt wurden. Die durch die Laserbearbeitung erzeugte Rauheit im Näpfchengrund bewirkt eine erhöhte Emissivität auf der gesamten vom Laser bestrahlten Fläche. ($H = 0{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$)

(b) Für die Bearbeitung mit einer deutlich erhöhten Energiedichte bilden sich im Zentrum der Struktur Schmelzpeaks aus (oben). Diese weisen eine erhöhte Reflektivität auf und treten dadurch im Thermografiebild (unten) als dunkle und im Lichtmikroskopbild (mittig) als helle Bereiche in Erscheinung. ($H = 1{,}3\,\mathrm{J/cm^2}$)

Abbildung 7.5.: Mit einem Ultrakurzpulslaser erzeugte Näpfchenstrukturen auf einer polierten Stahloberfläche. ($\lambda = 1030\,\mathrm{nm}$, $\tau_\mathrm{H} = 8\,\mathrm{ps}$, $f_\mathrm{Rep} = 400\,\mathrm{kHz}$, $d_\mathrm{L} = 90\,\mu\mathrm{m}$, $N_\mathrm{L} = 240$, $t_\mathrm{K} = 0{,}7\,\mathrm{ms}$)

sie beispielsweise beim Bohren verwendet werden, und/oder kleinen Strahldurchmessern auf dem Werkstück kann es zu einem deutlichen Grat um die bearbeitete Struktur kommen. Aber auch die zum Teil über die Grundoberfläche hinaus ragenden Schmelzpeaks können einen Einfluss auf die gewünschte Funktion der Laserstrukturen besitzen. Es stellt sich deshalb die Frage, ob sich auch diese, bei der Strukturierung mit hohen Energiedichten vorkommende Erscheinung über die thermische Strahlung direkt detektieren lässt, und somit die Aufschmelzung direkt nachweisbar ist.

Abbildung 7.5a zeigt zunächst das Thermografiebild von Näpfchenstrukturen, welche mit Bearbeitungsparametern ähnlich zu dem in Abschnitt 5.2.1 festgelegten typischen Parametersatz erzeugt wurden und somit keine signifikante Schmelzentstehung aufweisen. Die Aufnahmen unterscheiden sich deutlich von den bisherigen, bei denen der Kurzpulslaser zur Bearbeitung verwendet wurde. Die gesamte Näpfchenstruktur zeichnet sich durch eine im Vergleich zur polierten Oberfläche erhöhte, relativ homogene Emissivität aus. Erklären lässt sich dies mit der bereits in Abschnitt 5.2.1 auf Seite 76 ausführlich diskutierten signifikanten Zunahme der

Rauheit der Näpfchenoberfläche und Riffelausbildung bei der schwellnahen Strukturierung mit Ultrakurzpulslasern. Im Gegensatz zum Kurzpulslaser kommt es hier nicht zu einer gleichmäßigen Anschmelzung und anschließenden glatten Erstarrung des gesamten Näpfchengrundes. Dies beeinflusst den Emissionskoeffizienten insofern, als dass dieser auf der kompletten, vom Laser beeinflussten Fläche erhöht wird.

In der nebenstehenden Abbildung 7.5b sind nun Näpfchenstrukturen dargestellt, die mit einer Energiedichte, bei welcher es zur signifikanten Schmelzentstehung kommt, erzeugt wurden. In der Mitte der Strukturen kam es zu einer signifikanten Anschmelzung des Untergrundes, welche sich im Topografiebild durch die erwähnten Schmelzpeaks deutlich macht. Deren Höhe ragt zum Teil über die ursprüngliche Oberflächenebene hinaus. Das darunter befindliche Lichtmikroskopbild zeigt, dass ihre Gestalt Tropfen ähnelt, die sich aus einer zähen Masse ablösen. Die geschmolzenen und wiedererstarrten Bereiche besitzen im Gegensatz zu den äußeren, nicht geschmolzenen Bereichen eine glatte Oberfläche. Dies spiegelt sich auch im thermischen Emissionsverhalten wieder. So zeigen die rauen Gebiete wiederum eine erhöhte Emissivität, während die glatten Gebiete – darunter fallen auch die Schmelzpeaks – sich durch dunkle Bereiche im Thermografiebild absetzen. Allerdings gilt dies nur für die nahezu plane, glatte Oberfläche an der Spitze der Schmelzpeaks. Die steilen Flächen um diese Peaks strahlen in einem großen Winkel zur Flächennormalen, was wiederum eine lokal erhöhte Emissivität bewirkt. Demnach zeichnen sich größere, im Zentrum der Näpfchenstruktur vorhandene Schmelzpeaks in der Aufnahme der Wärmestrahlung durch dunkle Bereiche, welche von einem hellen Rand umgeben sind, ab. Jedoch lassen sich diese in der lichtmikroskopischen Aufnahme ebenfalls relativ eindeutig durch die lokal erhöhten Reflexionseigenschaften für sichtbares Licht erkennen. Angesichts der höheren Auflösung werden hier auch die kleineren Schmelzpeaks deutlich.

Die obigen Ausführungen haben gezeigt, dass sich die im vorherigen Abschnitt gewonnen Erkenntnisse zur erfolgreichen Gratdetektion bei der Verwendung von Kurzpulslasern nicht auf die Bearbeitung mit dem Ultrakurzpulslaser übertragen lassen. Dies scheitert aufgrund der Tatsache, dass der Näpfchengrund auch bei gesteigerter Energiedichte nicht ganzheitlich angeschmolzen wird, sondern stets auch aus ungeschmolzenen Bereichen besteht, welche eine erhöhte Rauheit aufweisen. Nichtsdestotrotz lassen sich eventuell vorhandene Schmelzpeaks, als Zeichen einer signifikanten Aufschmelzung, mithilfe des Thermografiebildes nachweisen. Dies

würde allerdings ebenso gut oder gar besser mit einem einfacheren und wirtschaftlicheren Aufbau im sichtbaren Spektralbereich gelingen. Weiterhin sei auf die Ausführungen in Kapitel 5 zur Prozessüberwachung mittels einer Photodiode verwiesen. Wie dort verdeutlicht wurde, lassen sich mit jenem vergleichsweise einfachen Aufbau bereits geringste Abweichungen von den relevanten Prozessparametern online detektieren. In Kombination mit dem Umstand, dass bei den betrachteten Strukturierungsaufgaben circa eine Verdopplung der Energiedichte notwendig ist, um merklich Schmelze zu erzeugen, lässt sich diese Problematik auch recht zuverlässig allein mit der Photodiode überwachen.

7.3. Realisierungsmöglichkeiten und Ausblick

Für den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Anwendungsbereich mit dem Ultrakurzpulslaser erscheint die Realisierung der Schmelzerkennung mittels thermischer Strahlung zwar wenig sinnvoll. Dies muss jedoch beispielsweise für andere Materialien nicht zwangsläufig ebenfalls so gelten. Auch können die in Abschnitt 7.1 erlangten Erkenntnisse für Anwendungen mit dem Kurzpulslaser durchaus interessant sein. Es folgen daher noch einige Anmerkungen zur praktischen Umsetzungsmöglichkeit des erörterten Thermografieverfahrens, verbunden mit einem Ausblick.

Als berührungslos arbeitendes und auf der optischen Signalaufnahme basierendes Prüfverfahren besteht bei der Beobachtung der Wärmestrahlung im Prinzip die Möglichkeit der Integration der Thermografiekamera in die Bearbeitungsoptik und somit zur quasi-Onlineüberwachung. „Quasi“ in dem Sinne, dass die Aufnahme und Auswertung der thermischen Eigenstrahlung unmittelbar im Anschluss an den Bearbeitungsprozess koaxial durch die identische Optik statt findet. Dies erfordert allerdings eine gleichzeitige Optimierung der Transmissionseigenschaften für die Laser- und die aufzunehmende Wärmestrahlung. Für Laserstrahlung mit einer Wellenlänge $\lambda > 1000\,\mathrm{nm}$ bieten sich hierfür IRG-Gläser der Firma SCHOTT oder das Material AMTIR (Amorphous Material Transmitting IR) an. Die in diesen Versuchen verwendete geringe Belichtungszeit von unter einer Mikrosekunde trägt dazu bei, dass die Gesamtprozesszeit durch Einbeziehung der Prüfung nicht wesentlich verlängert wird.

Die Kombination, die Laserbearbeitung und das thermische Prüfverfahren über eine Optik durchzuführen, eröffnet auch die Möglichkeit der aktiven Wärmefluss-Thermografie. Dabei werden mithilfe der Infrarotkamera statt Emissivitätsunterschiede Temperaturunterschiede und die damit verbundenen Wärmeflüsse sichtbar

gemacht. Die Bezeichnung aktiv verdeutlicht, dass die Probe von extern thermisch angeregt wird. Hierfür eignen sich insbesondere kurze und energiereiche Anregungsimpulse eines Lasers mit einer Wellenlänge außerhalb des Empfindlichkeitsbereiches des Detektorchips der Wärmebildkamera. So lässt sich die Bearbeitungszone mit einem oder mehreren defokussierten Laserpulsen des Bearbeitungslasers thermisch anregen und gleichzeitig mit der Thermografiekamera beobachten. Eventuell vorhandene Grataufwürfe oder Schmelzpeaks zeichnen sich durch hervorstehende, geringe Materialvolumina aus. Diese werden sich durch den Anregungsimpuls einfacher erwärmen lassen, wie das umgebende Vollmaterial. Somit könnten sich die Aufwürfe in den aufgenommenen Wärmestrahlungsbildern vom Untergrund absetzen und dadurch ebenfalls Schmelzentstehung direkt nachweisen. Insbesondere für die Anwendungen mit dem Ultrakurzpulslaser könnte dieses erweiterte direkte Prüfverfahren zielführend sein.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Mithilfe von Laserpulsen gelingt es heute, die Oberflächenstruktur von Bauteilen aus den verschiedensten Materialien durch den Laserabtragsprozess im Mikrometerbereich gezielt und lokal begrenzt zu beeinflussen. Insbesondere der Einsatz von ultrakurzen Laserpulsen gestattet die Materialablation mit minimaler thermischer Schädigung der direkten Umgebung der Bearbeitungszone. Für metallische Werkstücke ermöglicht dies eine nahezu schmelzfreie und somit äußerst präzise Bearbeitung. Anwendungen hierfür können in diversen Industriezweigen gefunden werden. Speziell im Bereich des Maschinen- und Automobilbaus unterliegen funktionsrelevante Bauteiloberflächen immer höheren Anforderungen, denen zum Teil unter Einsatz der Lasermikrostrukturierung entsprochen werden kann.

Die Funktionalität der Laserstrukturierung wird durch gewisse Eigenschaften des Bearbeitungsergebnisses bestimmt. Zur Gewährleistung der bezweckten Funktionalität fordert der moderne Produktionsablauf, dass jene Struktureigenschaften möglichst schon während des Bearbeitungsprozesses in Echtzeit überwacht werden. Für die bereits etablierten Prozesse des Laserschweißens oder Laserbohrens können derartige Konzepte zur Prozess- und Online-Qualitätsüberwachung mit unterschiedlichem Reifegrad in der Literatur gefunden werden. Hingegen ist dies für den erst jüngst eingeführten Strukturierungsprozess mit ultrakurzen Laserpulsen bislang noch nicht der Fall. Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher, erste Ansätze zur Überwachung der Struktureigenschaften beim Oberflächenstrukturieren mittels Ultrakurzpulslaser zu liefern.

Dabei lag der Fokus auf runde Strukturen im Mikrometerbereich, wie sie bei der Reibungs- und Verschleißoptimierung oder auch bei der Fertigung von Druckwalzen erzeugt werden. Die Übertragung der Ergebnisse auf andere Strukturformen, wie zum Beispiel längliche Nuten, und/oder Strukturgrößen könnte Gegenstand weiterführender Arbeiten sein. In zahlreichen Versuchsreihen wurden anfangs die

während des Bearbeitungsprozesses ausgesandten, aus der Wechselwirkungszone des Lasers mit dem Werkstück stammenden optischen Signale mit unterschiedlichen Aufnahmegeräten erfasst. Hierbei stellten die geringen räumlichen Ausdehnungen der Prozessemissionen und die sehr kurzen Zeitskalen, auf denen die komplexen physikalischen Wechselwirkungsprozesse statt finden, eine besondere Herausforderung an das Aufnahmesystem dar. Im Weiteren erfolgte die Analyse hinsichtlich des Signalverlaufs und die Herstellung von Beziehungen zum ablaufenden Strukturierungsprozess. Ferner wurden Algorithmen zur Extraktion von bestimmten Eigenschaften aus dem Signalverlauf entwickelt. Dies ermöglichte schließlich die Untersuchung der zentralen Frage nach Korrelationen zwischen den relevanten Struktureigenschaften und den Signalmerkmalen. Bei den verwendeten experimentellen Aufbauten zur Datenerfassung und der Signalauswertung wurde insbesondere auf die Industrietauglichkeit hinsichtlich Automatisierbarkeit und Robustheit gegenüber Störeinflüssen geachtet. Nichtsdestotrotz stehen die entwickelten Überwachungssysteme bisher nur als Labormuster zur Verfügung. Für den Einsatz in einer Serienanlage sind zweifelsohne Weiterentwicklungen notwendig. Konkrete Vorschläge dafür wurden in der Arbeit an den entsprechenden Stellen gegeben.

Die Aufnahme der optischen Prozessemission erfolgte zunächst mithilfe einer Photodiode in koaxialer Anordnung. Dabei stellte sich heraus, dass insbesondere der Signalverlauf wichtige Rückschlüsse auf die in der Bearbeitungszone ablaufenden physikalischen Prozesse erlaubt. Der typische Signalverlauf, wie er bei der Mikrostrukturierung mit einer Energiedichte unterhalb der Schwelle zur Schmelzerzeugung auftritt, wurde aufgezeigt, ausführlich diskutiert und erklärt. Abweichungen von diesem typischen Verlauf deuten auf veränderte Prozessabläufe hin. Die physikalischen Zusammenhänge, welche zu jenen Abweichungen führen, konnten unter anderem anhand von seitlichen Hochgeschwindigkeitsaufnahmen verstanden werden.

Folglich erwies sich die Signalform als die zentrale Signaleigenschaft. Entspricht diese dem typischen Verlauf, so können aus weiteren Signaleigenschaften Schlussfolgerungen über die erzeugte Näpfchenstruktur gezogen werden. Es wurde gezeigt, dass die Tiefe der Struktur linear mit der zeitlichen Dauer des Prozessleuchtens wächst. Weiterhin korreliert das abgetragene Volumen mit dem Integral unter der Signalkurve. Diese Aussagen gelten für Strukturen mit geringen Aspektverhältnissen. Inwieweit sich der Geltungsbereich auf Strukturen mit größeren beziehungsweise tieferen Abmessungen, wie sie für die Arbeit relevant waren, erweitern lässt,

müssten nachfolgende Untersuchungen klären. Für den üblichen Fall der Strukturierung einer gesamten Fläche mit einer Vielzahl von Näpfchen kann in einfacher Weise aus dem Photodiodensignal die genaue Anzahl der Strukturen und deren Abstand zueinander überwacht werden. Darüber hinaus lassen sich unter bestimmten Umständen anhand der Veränderung von gewissen Signaleigenschaften zum Teil selbst minimale Änderungen in den entscheidenden Sollbearbeitungsparametern, wie Repetitionsrate, Pulsenergie oder Fokuslage, detektieren.

Es wurde gezeigt, dass mittels einer Photodiode ein einfaches und kostengünstiges Überwachungssystem realisiert werden kann, welches den Strukturierungsprozess aus größerer Distanz beobachtet und aufgrund der geringen Datenmengen in Echtzeit analysiert. Allerdings liefert das Photodiodensignal nur eine indirekte Aussage über die Gefahr von Schmelzentstehung und keine Aussage über den erzeugten Näpfchendurchmesser.

Letztgenannter Aspekt kann durch die koaxiale Beobachtung der optischen Prozessemission mit einer Hochgeschwindigkeitskamera realisiert werden. Nach einer Analyse der Kameraaufnahmen wurde gezeigt, dass der über den beschriebenen Auswertealgorithmus aus den Kameraaufnahmen gewonnene Durchmesser des Prozessleuchtens mit dem Durchmesser der erzeugten Näpfchenstruktur korreliert. Mit speziellen Kamerasystemen und angepassten Algorithmen lässt sich die Auswertung ebenfalls in Echtzeit durchführen. Weiterhin ist es möglich, die Kamera und die Photodiode in einem praxistauglichen Überwachungssystem zusammenzufassen.

Mit der Aufnahme der von der bearbeiteten Oberfläche ausgesandten Wärmestrahlung wurde die direkte Detektierbarkeit von eventuell vorhanden Schmelzaufwürfen untersucht. Hierbei stellte sich heraus, dass selbst minimale Grate um Strukturen, die von einem Kurzpulslaser erzeugt wurden, im Thermografiebild deutlich in Erscheinung treten. Begründet wurde dies mit der lokalen Erhöhung des Emissionsgrades im Bereich der Aufwürfe aufgrund des Vorhandenseins von steilen Flanken und der erhöhten Mikrorauheit. In den Untersuchungen wurde angedeutet, dass ein Zusammenhang zwischen dem Materialvolumen der Grate und der Gesamtintensität der Wärmestrahlung vorliegt. Hieraus könnten sich Anwendungsmöglichkeiten für die Strukturierung mit Kurzpulslasern ergeben.

Für Näpfchenstrukturen, welche mit einem Ultrakurzpulslaser erzeugt wurden, gestaltete sich die Schmelzdetektion deutlich schwieriger. Prozessbedingt treten

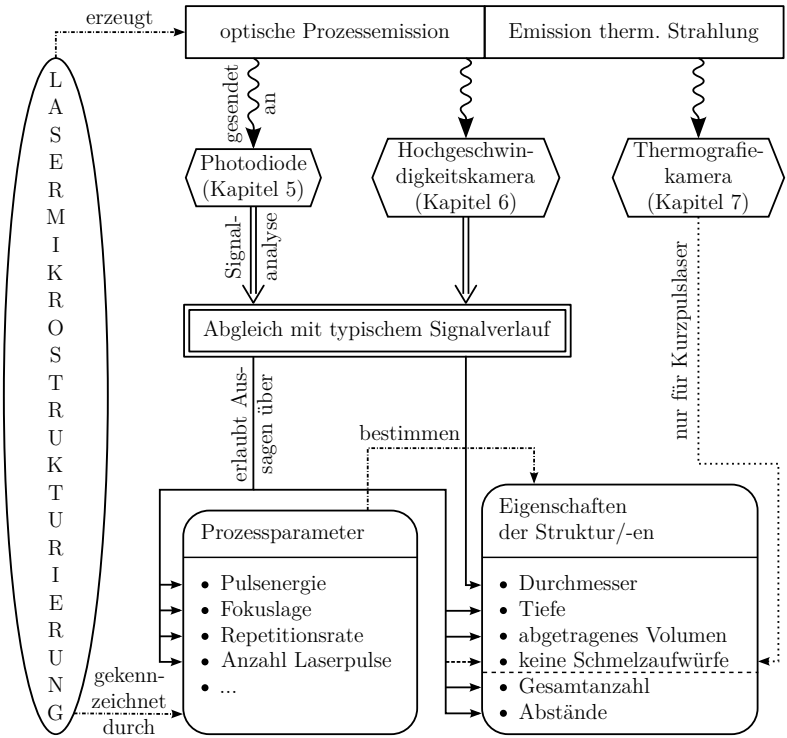


Abbildung 8.1.: Auf Grundlage der ausführlichen Analyse und Deutung der mit unterschiedlichen Aufnahmegeräten erfassten Bearbeitungssignale wurde im Rahmen dieser Ausarbeitung ein Konzept zur Überwachung der Struktureigenschaften beim Laserstrukturierungsprozess entwickelt.

mit dem Ultrakurzpulslaser keine ausgeprägten Grate sondern eher zentrale Schmelzpeaks auf. Der Strukturgrund besitzt zudem im nicht-angeschmolzenen Bereich eine erhöhte Rauheit. Aufgrund dessen zeichnen sich im Thermografiebild lediglich die größeren, glatten Schmelzpeaks durch Bereiche mit geringerer Strahlungsintensität ab. Ein Einsatz der Thermografie für den betrachteten Zweck scheint mit den gewonnen Erkenntnissen nicht sinnvoll. Inwieweit sich erweiterte Methoden, wie zum Beispiel die aktive Wärmefluss-Thermografie, eignen, müssen zukünftige Untersuchungen zeigen.

Zusammenfassend zeigt Abbildung 8.1 in der Form eines Flussdiagramms noch-

mal die wichtigsten in dieser Arbeit gewonnenen Zusammenhänge und Erkenntnisse zum entwickelten Überwachungskonzept beim Strukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen. Mit dem zunehmenden industriellen Reifegrad der Lasersysteme und dem wachsenden Prozessverständnis ist in naher Zukunft mit weiteren Anwendungen und industriellen Umsetzungen auf dem Gebiet des Laserstrukturierens zu rechnen. Die dargestellten Ergebnisse zur Überwachung der Struktureigenschaften können dazu beitragen, diesen Entwicklungsprozess zu fördern.

A. Anhang

A.1. Lösung der gasdynamischen Gleichungen für die adiabatische Expansion

Die Expansion eines stark erhitzten Gases beziehungsweise einer Plasmawolke kann in einfachster Weise durch die gasdynamischen Gleichungen – auch Euler-Gleichungen genannt – beschrieben werden

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho \vec{v}) = 0 \,, \tag{A.1}$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\, \vec{v} + \frac{1}{\varrho} \nabla p = 0 \,, \tag{A.2}$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\, S = 0 \,, \tag{A.3}$$

wobei ϱ die Dichte, p den Druck, $\vec{v}$ die Geschwindigkeit und S die Entropie des Systems darstellen. Zusammen mit der Zustandsgleichung für ideale Gase lässt sich dieses partielle Differentialgleichungssystem 1. Ordnung entsprechend den Ausführungen in [88] für die adiabatische Expansion in ein gewöhnliches Differentialgleichungssystem 2. Ordnung überführen. Dieses besitzt in den dimensionslosen Variablen

$$\tau = \frac{t}{t_0} \,, \quad \xi(\tau) = \frac{r(t)}{r_0} \,, \quad \eta(\tau) = -\frac{z(t)}{r_0} \tag{A.4}$$

die Form

$$\xi \frac{\mathrm{d}^2 \xi}{\mathrm{d}\, \tau^2} = \left(\frac{z_0}{r_0} \frac{1}{\xi^2 \eta} \right)^{\gamma - 1} \tag{A.5}$$

$$\eta \frac{\mathrm{d}^2 \eta}{\mathrm{d}\, \tau^2} = \left(\frac{z_0}{r_0} \frac{1}{\xi^2 \eta} \right)^{\gamma - 1} \tag{A.6}$$

mit den Anfangsbedingungen

$$\xi(0) = 1 \,, \quad \eta(0) = \frac{z_0}{r_0} \,, \quad \left. \frac{\mathrm{d}\, \xi(\tau)}{\mathrm{d}\, \tau} \right|_{\tau=0} = \left. \frac{\mathrm{d}\, \eta(\tau)}{\mathrm{d}\, \tau} \right|_{\tau=0} = 0 \,. \tag{A.7}$$

Hierbei repräsentiert $r\,(t)$ die radiale und $z\,(t)$ die axiale Dimension in Richtung der Laserstrahlausbreitung. Die Größen r_0 und z_0 beschreiben die Abmessungen des expandierenden Volumens unmittelbar zu Beginn der Expansion. Die Größe t_0 ergibt sich aus der Energie E und der Masse M dieses Volumens zu

$$t_0 = \frac{r_0}{\sqrt{(5\gamma - 3)\,\frac{E}{M}}}\ , \tag{A.8}$$

wobei $\gamma = {}^{c_p}/_{c_V}$ den Adiabatenkoeffizienten symbolisiert.

Für den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Strukturierungsprozess mit Ultrakurzpulslasern lässt sich r_0 mit dem Radius ${}^{D}/_{2}$ der erzeugten Näpfchenstruktur und z_0 mit der Absorptionslänge l_α aus Gleichung (2.19) abschätzen. Auf diese Weise ergibt sich mit der Dichte ϱ die Masse des abgetragenen Volumens zu

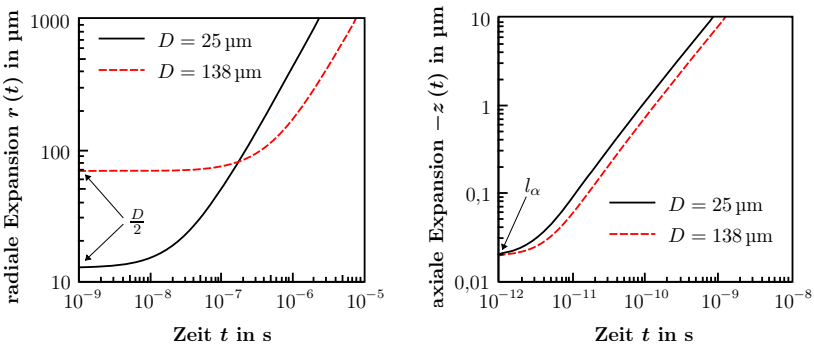
$$M = \varrho \frac{\pi D^2}{4} l_\alpha \tag{A.9}$$

und die in ihm enthaltene, für die Expansion zur Verfügung stehende Energie zu

$$E = AQ_\mathrm{L} - (\Delta H_\mathrm{S} + \Delta H_\mathrm{V})\,M\ , \tag{A.10}$$

wobei A den Absorptionsgrad nach Gleichung (2.20), Q_L die eingestrahlte Laserenergie und ΔH_S und ΔH_V die spezifische Schmelzenthalpie beziehungsweise Verdampfungsenthalpie darstellen. Die verwendeten stoffspezifischen Werte für Eisen $\varrho = 7035\,{}^{\mathrm{kg}}/_{\mathrm{m}^3}$, $\Delta H_\mathrm{S} = 2{,}473 \cdot 10^5\,{}^{\mathrm{J}}/_{\mathrm{kg}}$ und $\Delta H_\mathrm{V} = 7{,}46 \cdot 10^6\,{}^{\mathrm{J}}/_{\mathrm{kg}}$ wurden aus der Referenzen [108] und letzterer Wert aus [133] entnommen. Im Fall der Dichte gilt diese bei Schmelztemperatur. Für den Adiabatenkoeffizienten wurde der Wert für ein-atomige Gase $\gamma = {}^{5}/_{3}$ verwendet.

Die Gleichungen (A.5) und (A.6) lassen sich unter den gegebenen Bedingungen nur numerisch lösen. Hierzu wurde das explizite Runge-Kutta-Verfahren Dormand-Prince 5(4) eingesetzt. Abbildung A.1a zeigt die so berechnete radiale Ausdehnung $r\,(t)$ über der Zeit t nach dem Ende des Laserpulses in der doppelt-logarithmischen Darstellung für zwei verschiedene Näpfchendurchmesser aus der Versuchsreihe in Kapitel 6. Die Expansion erfolgt zunächst primär in axiale und anschließend erst in radiale Richtung. Durch die größeren Druckgradienten bei kleineren Näpfchendurchmessern findet hierbei die dreidimensionale Expansion zu einem früheren Zeitpunkt und mit stärkerer treibender Kraft wie bei großen Näpfchendurchmessern statt. Dies hat zur Folge, dass der Abstrahlwinkel der Abtragsprodukte insbesondere vom Näpfchendurchmesser und somit vom Strahldurchmesser auf der



(a) radiale Dimension **(b)** axiale Dimension

Abbildung A.1.: Numerische Lösungen für die durch die Euler-Gleichungen beschriebene adiabatische Expansion der Abtragsprodukte beim Laserstrukturieren in Abhängigkeit von der Zeit. Als Ausgangswerte wurden zwei Parametersätze aus den in Abschnitt 6.2 beschriebenen Versuchen ausgewählt. Die Energiedichte wurde dabei konstant bei $H = 0{,}3\,{}^{\mathrm{J}}/_{\mathrm{cm}^2}$ belassen.

Werkstückoberfläche abhängt. Dabei expandiert die Abtragswolke für kleine Näpfchendurchmesser unter einem größeren Winkel zur Normalen der Probenoberfläche wie für große. Für lange Zeiten wächst die radiale Ausdehnung schließlich linear mit der Zeit. Wie aus Abbildung A.1b deutlich wird, lässt sich für die Ausdehnung in axialer Richtung das lineare Verhalten bereits auf sehr kurzen Zeitskalen beobachten. Dieses modellierte Verhalten konnte in experimentellen Versuchen bestätigt werden [38]. Allerdings gilt zu berücksichtigen, dass es mit zunehmender Expansion zur Abkühlung und Relaxation der Abtragsprodukte kommt. Das Abtragsleuchten lässt sich somit nur in beschränkten räumlichen Dimensionen beobachten.

Literaturverzeichnis

[1] Norm DIN 8580 Sept. 2003. *Fertigungsverfahren – Begriffe, Einteilung.*

[2] Grote, K.-H.; Feldhusen, J.; Dubbel, H.: *Taschenbuch für den Maschinenbau*, 22. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 2007.

[3] Norm DIN 8590 Sept. 2003. *Fertigungsverfahren Abtragen – Einordnung, Unterteilung, Begriffe.*

[4] Momma, C.; Nolte, S.; Chichkov, B. N.; Alvensleben, F. v.; Tünnermann, A.: *Precise laser ablation with ultrashort pulses.* Appl. Surf. Science **109–110** (1996) Nr. 8, S. 15–19.

[5] van Basshuysen, R.; Schäfer, F.: *Lexikon Motorentechnik.* Wiesbaden: Vieweg, 2004.

[6] Andersson, P.; Koskinen, J.; Varjus, S.; Gerbig, Y.; Haefke, H.; Georgiou, S.; Zhmud, B.; Buss, W.: *Microlubrication effect by laser-textured steel surfaces.* Wear **262** (2007) Nr. 3–4, S. 369–379.

[7] Etsion, I.; Halperin, G.; Marscher, W.: *A laser surface textured hydrostatic mechanical seal.* Tribology Transactions **45** (2002) Nr. 3, S. 430–434.

[8] Kovalchenko, A.; Ajayi, O.; Erdemir, A.; Fenske, G.; Etsion, I.: *The effect of laser surface texturing on transitions in lubrication regimes during unidirectional sliding contact.* Tribology International **38** (2005) Nr. 3, S. 219–225, Boundary Lubrication.

[9] Kligerman, Y.: *Friction-reducing surface-texturing in reciprocating automotive components.* Tribology Transactions **44** (2001) Nr. 3, S. 359–366.

[10] Hennig, G.; Selbmann, K.-H.; Pfinninger, S.; Brendel, J.; Brüning, S.: *Large scale laser microstructuring of gravure print rollers.* SPIE, 2008, S. 11.

[11] Hennig, G.; Selbmann, K.-H.; Mattheus, S.; Kecke, R.; Brüning, S.: *Laser precision micro fabrication in the printing industry.* Journal of Laser Micro/Nanoengineering **1** (2005) Nr. 2, S. 89–98.

[12] Klug, U.; Rahn, B.; Stute, U.; Ostendorf, A.: *Mass balancing and spring element manipulation of micromechanical silicon-gyrometers with ultrashort laser pulses.* SPIE, 2005, S. 153–161.

[13] Günthner, S.; Egretzberger, M.; Kugi, A.; Kapser, K.; Hartmann, B.; Schmid, U.; Seidel, H.: *Compensation of parasitic effects for a silicon tuning fork gyroscope.* IEEE Sensors Journal **6** (2006) Nr. 3, S. 596–604.

[14] Hendel, R.: *Laser applications in solar cell manufacturing.* Laser Technik Journal **5** (2008) Nr. 1, S. 32–35.

[15] Weiler, S.: *Laser micro processing of semiconductors and dielectrics.* Laser Technik Journal **5** (2008) Nr. 1, S. 40–42.

[16] Niemz, M.: *Laser-tissue interactions: Fundamentals and applications.* Berlin, Heidelberg: Springer, 2003.

[17] Lubatschowski, H.; Maatz, G.; Heisterkamp, A.; Hetzel, U.; Drommer, W.; Welling, H.; Ertmer, W.: *Application of ultrashort laser pulses for intrastromal refractive surgery.* Graefe's Archive for Clinical and Experimental Ophthalmology **238** (2000) Nr. 1, S. 33–39.

[18] Rode, A. V.; Gamaly, E. G.; Luther-Davies, B.; Taylor, B. T.; Dawes, J.; Chan, A.; Lowe, R. M.; Hannaford, P.: *Subpicosecond laser ablation of dental enamel.* J. Appl. Phys. **92** (2002) Nr. 4, S. 2153–2158.

[19] Amoruso, S.; Bruzzese, R.; Wang, X.; Xia, J.: *Propagation of a femtosecond pulsed laser ablation plume into a background atmosphere* **92** (2008) Nr. 4, S. 041503.

[20] Nolting, W.: *Grundkurs theoretische Physik 3: Elektrodynamik*, 8. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 2007.

[21] Demtröder, W.: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*, 5. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 2009.

[22] Hügel, H.; Graf, T.: *Laser in der Fertigung: Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2009.

[23] Meschede, D.: *Gerthsen Physik*, 21. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 2002.

[24] Demtröder, W.: *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, 3. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 2010.

[25] Born, M.; Wolf, E.; Bhatia, A.; Clemmow, P.; Gabor, D.; Stokes, A.; Taylor, A.; Wayman, P.; Wilcock, W.: *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, 7. Aufl. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.

[26] Lide, D. R.: *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 90. Aufl. Boca Raton (FL): CRC Press, Taylor & Francis Group, 2010.

[27] Dausinger, F.: *Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozesseffektivität*. Stuttgart: Teubner Verlag, 1995, S. 143.

[28] Bergström, D.; Powell, J.; Kaplan, A.: *The absorptance of steels to Nd:YLF and Nd:YAG laser light at room temperature*. Appl. Surf. Science **253** (2007) Nr. 11, S. 5017–5028.

[29] Hügel, H.; Dausinger, F.: *Interaction phenomena*. Handbook of the EuroLaser Academy (1998), S. 1.

[30] Prokhorov, A.; Konov, V.; Ursu, I.; Mihailescu, I.: *Laser heating of metals*. London: Taylor & Francis, 1990.

[31] Von Allmen, M.; Blatter, A.: *Laser-beam interactions with materials: Physical principles and applications*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1995.

[32] Hüttner, B.; Rohr, G.: *On the theory of ps and sub-ps laser pulse interaction with metals I. Surface temperature*. Appl. Surf. Science **103** (1996) Nr. 3, S. 269–274.

[33] Chichkov, B. N.; Momma, C.; Nolte, S.; von Alvensleben, F.; Tünnermann, A.: *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*. Applied Physics A: Materials Science & Processing **63** (Aug. 1996), S. 109–115.

[34] Anisimov, S. I.; Luk'yanchuk, B. S.: *Selected problems of laser ablation theory*. Physics-Uspekhi **45** (2002) Nr. 3, S. 293.

[35] Ruf, A.: *Modellierung des Perkussionsbohrens von Metallen mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern*. Universität Stuttgart, Dissertation 2004.

[36] IMA; Dresden: *Werkstoffdatenbank WIAM(R)-METALLINFO Online – Werkstoffnummer: 1.0503*. 2005, [Online; Version 1.20; DB Version 2007/2.7/4; zugegriffen am 23. Februar 2011].

[37] Sugioka, K.; Meunier, M.; Piqué, A.: *Laser precision microfabrication*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2010.

[38] Perriére, J.; Boulmer-Leborgne, C.; Benzerga, R.; Tricot, S.: *Nanoparticle formation by femtosecond laser ablation*. J. Phys. D: Appl. Phys. **40** (2007) Nr. 22, S. 7069.

[39] Eliezer, S.; Eliaz, N.; Grossman, E.; Fisher, D.; Gouzman, I.; Henis, Z.; Pecker, S.; Horovitz, Y.; Fraenkel, M.; Maman, S.; Lereah, Y.: *Synthesis of nanoparticles with femtosecond laser pulses*. Phys. Rev. B **69** (Apr. 2004) Nr. 14, S. 144119.

[40] Breitling, D.: *Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung*. Universität Stuttgart, Dissertation 2010.

[41] 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*. Applied Physics A: Materials Science & Processing **89** (2007), S. 1017–1024, 10.1007/s00339-007-4211-6.

[42] Albert, O.; Roger, S.; Glinec, Y.; Loulergue, J.; Etchepare, J.; Boulmer-Leborgne, C.; Perrière, J.; Millon, E.: *Time-resolved spectroscopy measurements of a titanium plasma induced by nanosecond and femtosecond lasers*. Applied Physics A: Materials Science & Processing **76** (2003), S. 319–323, 10.1007/s00339-002-1815-8.

[43] Luft, A.; Franz, U.; Emsermann, L.; Kaspar, J.: *A study of thermal and mechanical effects on materials induced by pulsed laser drilling*. Applied Physics A: Materials Science & Processing **63** (1996) Nr. 2, S. 93–101.

[44] Lewis, L. J.; Perez, D.: *Laser ablation with short and ultrashort laser pulses: Basic mechanisms from molecular-dynamics simulations.* Appl. Surf. Science **255** (2009) Nr. 10, S. 5101–5106, Laser and Plasma in Micro- and Nano-Scale Materials Processing and Diagnostics – Proceedings from the European Material Research Society Spring Meeting 2008 – Symposium B.

[45] Nedialkov, N. N.; Imamova, S. E.; Atanasov, P. A.; Heusel, G.; Breitling, D.; Ruf, A.; Hügel, H.; Dausinger, F.; Berger, P.: *Laser ablation of iron by ultrashort laser pulses.* Thin Solid Films **453-454** (2004), S. 496–500, Proceedings of Symposium H on Photonic Processing of Surfaces, Thin Films and Devices, of the E-MRS 2003 Spring Conference.

[46] Noël, S.; Hermann, J.; Itina, T.: *Investigation of nanoparticle generation during femtosecond laser ablation of metals.* Appl. Surf. Science **253** (2007) Nr. 15, S. 6310–6315, Proceedings of the Fifth International Conference on Photo-Excited Processes and Applications (5-ICPEPA).

[47] König, J.: *Abtragsprozesse bei Bestrahlung von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen.* Friedrich-Schiller-Universität Jena, Dissertation 2006.

[48] Perez, D.; Lewis, L.: *Thermodynamic evolution of materials during laser ablation under pico and femtosecond pulses.* Applied Physics A: Materials Science & Processing **79** (2004), S. 987–990, 10.1007/s00339-004-2611-4.

[49] Russo, R.; Mao, X.; Liu, H.; Yoo, J.; Mao, S.: *Time-resolved plasma diagnostics and mass removal during single-pulse laser ablation.* Applied Physics A: Materials Science & Processing **69** (1999) Nr. 7, S. 887–894.

[50] Yoo, J. H.; Jeong, S. H.; Mao, X. L.; Greif, R.; Russo, R. E.: *Evidence for phase-explosion and generation of large particles during high power nanosecond laser ablation of silicon.* Appl. Phys. Lett. **76** (2000) Nr. 6, S. 783–785.

[51] Körner, C.: *Theoretische Untersuchungen zur Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit Metallen.* Universität Erlangen–Nürnberg, Dissertation 1997.

[52] Nedialkov, N. N.; Imamova, S. E.; Atanasov, P. A.: *Ablation of metals by ultrashort laser pulses.* J. Phys. D: Appl. Phys. **37** (2004) Nr. 4, S. 638–643.

[53] Bouilly, D.; Perez, D.; Lewis, L. J.: *Damage in materials following ablation by ultrashort laser pulses: A molecular-dynamics study.* Phys. Rev. B **76** (Nov. 2007) Nr. 18, S. 184119.

[54] Mao, X.; Chan, W.; Shannon, M.; Russo, R.: *Plasma shielding during picosecond laser sampling of solid materials by ablation in He versus Ar atmosphere.* Journal of applied physics **74** (1993) Nr. 8, S. 4915–4922.

[55] Mao, S. S.; Mao, X.; Greif, R.; Russo, R. E.: *Initiation of an early-stage plasma during picosecond laser ablation of solids.* Appl. Phys. Lett. **77** (2000) Nr. 16, S. 2464–2466.

[56] Russo, R.: *Laser ablation.* Applied Spectroscopy **49** (1995) Nr. 9, S. 14A–28A.

[57] Mao, S. S.; Mao, X.-L.; Greif, R.; Russo, R. E.: *Simulation of infrared picosecond laser-induced electron emission from semiconductors.* Appl. Surf. Science **127–129** (1998), S. 206–211.

[58] Farkas, G.; Tóth, C.: *Energy spectrum of photoelectrons produced by picosecond laser-induced surface multiphoton photoeffect.* Phys. Rev. A **41** (Apr. 1990) Nr. 7, S. 4123–4126.

[59] Mao, S. S.; Mao, X.; Greif, R.; Russo, R. E.: *Initiation of an early-stage plasma during picosecond laser ablation of solids.* Appl. Phys. Lett. **77** (2000) Nr. 16, S. 2464–2466.

[60] Walter, D.; Michalowski, A.; Dausinger, F.: *Real-time monitoring and control of micro-drilling process using optical emission of material-vapor plasma.* AT-Fachverlag, 2007.

[61] Walter, D.: *Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung.* Universität Stuttgart, Dissertation 2010.

[62] 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.

[63] Baehr, D.; Stephan, K.: *Wärme- und Stoffübertrag*, 7. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 2010.

[64] Schmidt, E.; Eckert, E.: *Über die Richtungsverteilung der Wärmestrahlung von Oberflächen.* Forschung im Ingenieurwesen **6** (1935), S. 175–183, 10.1007/BF02578830.

[65] Weikert, M.: *Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen.* Universität Stuttgart, Dissertation 2005.

[66] Dausinger, F.; Lichtner, F.; Lubatschowski, H.: *Femtosecond technology for technical and medical applications.* Berlin, Heidelberg: Springer, 2004.

[67] Dausinger, F.; Hügel, H.; Konov, V. I.: *Micromachining with ultrashort laser pulses: From basic understanding to technical applications.* SPIE, 2003, S. 106–115.

[68] Nolte, S.; Momma, C.; Jacobs, H.; Tünnermann, A.; Chichkov, B. N.; Wellegehausen, B.; Welling, H.: *Ablation of metals by ultrashort laser pulses.* J. Opt. Soc. Am. B **14** (1997) Nr. 10, S. 2716–2722.

[69] Breitling, D.; Ruf, A.; Dausinger, F.: *Fundamental aspects in machining of metals with short and ultrashort laser pulses.* SPIE, 2004, S. 49–63.

[70] Weikert, M.; Föhl, C.; Dausinger, F.: *Surface structuring of metals with ultrashort laser pulses.* SPIE, 2003, S. 501–505.

[71] Neuenschwander, B.; Bucher, G.; Nussbaum, C.; Joss, B.; Muralt, M.; Hunziker, U.; Schuetz, P.: *Processing of metals and dielectric materials with ps-laserpulses: Results, strategies, limitations and needs.* In: Proceedings of SPIE. 2010, S. 75840R.

[72] König, J.; Nolte, S.; Tünnermann, A.: *Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses.* Opt. Express **13** (2005) Nr. 26, S. 10597–10607.

[73] Ancona, A.; Röser, F.; Rademaker, K.; Limpert, J.; Nolte, S.; Tünnermann, A.: *High speed laser drilling of metals using a highrepetition rate, high average power ultrafastfiber CPA system.* Opt. Express **16** (Juni 2008) Nr. 12, S. 8958–8968.

[74] Tünnermann, A.; Nolte, S.; Limpert, J.: *Femtosecond vs. picosecond laser material processing: Challenges in ultrafast precision laser micromachining of metals at high repetition rates.* Laser Technik Journal **7** (2010) Nr. 1, S. 34–38.

[75] Eaton, S. M.; Zhang, H.; Ng, M. L.; Li, J.; Chen, W.-J.; Ho, S.; Herman, P. R.: *Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides.* Opt. Express **16** (Juni 2008) Nr. 13, S. 9443–9458.

[76] Herzinger, T.: *Prozessüberwachung beim Laserbohren von Turbinenschaufeln.* Universität Stuttgart, Dissertation 2004.

[77] Müller, M. G.: *Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung.* Universität Stuttgart, Dissertation 2002.

[78] Müller-Borhanian (Hrsg.), J.: *Integration optischer Messmethoden zur Prozesskontrolle beim Laserstrahlschweißen (INESS).* Herbert Utz Verlag, 2005.

[79] Griebsch, J.; Hügel, H.; Dausinger, F.; Jurca, M.: *Quality assurance in pulsed laser welding.* In: Proc. of ICALEO. 1995, S. 603–612.

[80] Müller, M.; Dausinger, F.; Hügel, H.: *Online process monitoring of laser welding by measuring the reflected laser power.* In: Proc. of ICALEO. 1998, S. 122–131.

[81] Li, L.; Steen, W. M.: *Non-contact acoustic emission monitoring during laser processing.* In: Proc. of ICALEO. 1992, S. 719–728.

[82] Jon, M. C.: *Non-contact acoustic emission monitoring of laser beam welding.* Welding Jounal (1985) Nr. 64, S. 43–48.

[83] Weberpals, J.; Hermann, T.; Berger, P.; Singpiel, H.: *Utilisation of thermal radiation for process monitoring.* Physics Procedia **12, Part A** (2011) Nr. 0, S. 704–711, Lasers in Manufacturing 2011 – Proceedings of the Sixth International WLT Conference on Lasers in Manufacturing.

[84] Pfeifer, T.; Schmitt, R.: *Autonome Produktionszellen: Komplexe Produktionsprozesse flexibel automatisieren.* Berlin, Heidelberg: Springer, 2006.

[85] Breitschwerdt, S.: *Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen.* Universität Stuttgart, Dissertation 2001.

[86] Mingareev, I.; Horn, A.: *Time-resolved investigations of plasma and melt ejections in metals by pump-probe shadowgraphy.* Applied Physics A: Materials Science & Processing **92** (2008) Nr. 4, S. 917–920.

[87] Yoneda, H.; Morikami, H.; Ueda, K.-i.; More, R. M.: *Ultrashort-pulse laser ellipsometric pump-probe experiments on gold targets.* Phys. Rev. Lett. **91** (Aug. 2003), S. 075004.

[88] Anisimov, S. I.; Bäuerle, D.; Luk'yanchuk, B. S.: *Gas dynamics and film profiles in pulsed-laser deposition of materials.* Phys. Rev. B **48** (Okt. 1993) Nr. 16, S. 12076–12081.

[89] Singh, R. K.; Narayan, J.: *Pulsed-laser evaporation technique for deposition of thin films: Physics and theoretical model.* Phys. Rev. B **41** (Mai 1990) Nr. 13, S. 8843–8859.

[90] Honer, M.: *Prozesssicherungsmaßnahmen beim Bohren metallischer Werkstoffe mittels Laserstrahlung.* Universität Stuttgart, Dissertation 2004.

[91] 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. Lett. **79** (2001) Nr. 6, S. 884–886.

[92] Letsch, S.: *Methoden der Prozesssicherung beim Bohren mittels ultrakurzen Laserpulsen.* Universität Stuttgart, Dissertation 2007.

[93] Ramsayer, R.; König, J.: *LASER – Eine Erfolgsgeschichte im Hause Bosch.* In: Laser in der Elektronikproduktion & Feinwerktechnik 2010. 2010, S. 51–56.

[94] König, J.: *Fundamentals and applications of micro processing by ultrashort laser pulses.* In: 6th International Laser Symposium Fiber & Disc 2010. Wissenschaftliche Gesellschaft für Lasertechnik e.V., 2010.

[95] Amoruso, S.; Bruzzese, R.; Wang, X.; Nedialkov, N. N.; Atanasov, P. A.: *Femtosecond laser ablation of nickel in vacuum.* J. Phys. D: Appl. Phys. **40** (2007) Nr. 2, S. 331.

[96] Graf, T.: *Laser: Grundlagen der Laserstrahlquellen.* Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2009.

[97] Müller, D.; Giesen, A.; Paschotta, R.; Keller, U.: *Ultrashort pulse thin-disk lasers and amplifiers.* In: Femtosecond technology for technical and medical applications, Springer Verlag, 2004.

[98] Gärtner, P.; Weber, R.: *Spatter formation and keyhole observation with high speed cameras – Better understanding of the keyhole formation.* LIA, 2009.

[99] Letsch, A.: *Charakterisierung allgemein astigmatischer Laserstrahlung mit der Methode der zweiten Momente.* Universität Stuttgart, Dissertation 2009.

[100] Norm ISO/TR 11146-3 Febr. 2004. *Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 3: Intrinsic and geometrical laser beam classification, propagation and details of test methods.*

[101] Jähne, B.: *Digitale Bildverarbeitung*, 6. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 2005.

[102] Haberäcker, P.: *Digitale Bildverarbeitung*, 4. Aufl. München: Hanser Fachbuch, 1991.

[103] Norm DIN EN ISO 11146-1 Apr. 2005. *Laser und Laseranlagen – Prüfverfahren für Laserstrahlabmessungen, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen – Teil 1: Stigmatische und einfach astigmatische Strahlen.*

[104] Norm DIN EN ISO 11146-2 Mai 2005. *Laser und Laseranlagen – Prüfverfahren für Laserstrahlabmessungen, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen – Teil 2: Allgemein astigmatische Strahlen.*

[105] Norm DIN EN 10083-2 Febr. 2006. *Vergütungsstähle – Teil 2: Technische Lieferbedingungen für unlegierte Stähle.*

[106] Ralchenko, Y.; Kramida, A.; Reader, J.; (2010), N. A. T.: *NIST Atomic Spectra Database.* Online: http://physics.nist.gov/asd3, [1. Juni 2011], 2011, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, zugegriffen am 1. Juni 2011.

[107] Amoruso, S.; Bruzzese, R.; Spinelli, N.; Velotta, R.; Vitiello, M.; Wang, X.; Ausanio, G.; Iannotti, V.; Lanotte, L.: *Generation of silicon nanoparticles via femtosecond laser ablation in vacuum.* Appl. Phys. Lett. **84** (2004) Nr. 22, S. 4502–4504.

[108] Haynes, W. M.: *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 92. Aufl. Boca Raton (FL): CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011.

[109] Mannion, P.; Magee, J.; Coyne, E.; O'Connor, G.: *Ablation thresholds in ultrafast laser micro-machining of common metals in air.* In: Proc. of SPIE Vol. , S. 471.

[110] Walter, D.; Michalowski, A.; Gausch, R.; Dausinger, F.: *Monitoring of the micro-drilling process by means of laser-induced shock waves.* AT-Fachverlag, 2007.

[111] Bergström, D.; Powell, J.; Kaplan, A. F. H.: *Absorptance of nonferrous alloys to Nd:YLF and Nd:YAG laser light at room temperature.* Appl. Opt. **46** (März 2007) Nr. 8, S. 1290–1301.

[112] Bergström, D.; Powell, J.; Kaplan, A. F. H.: *A ray-tracing analysis of the absorption of light by smooth and rough metal surfaces.* J. Appl. Phys. **101** (2007) Nr. 11, S. 113504.

[113] Bergström, D.; Powell, J.; Kaplan, A. F.: *The absorption of light by rough metal surfaces – A three-dimensional ray-tracing analysis.* J. Appl. Phys. **103** (2008) Nr. 10, S. 103515.

[114] Bergström, D.: *The absorption of laser light by rough metal surfaces.* Luleå University of Technology, Dissertation 2008.

[115] Bergström, D.: *MySimLabs.* Online: http://www.mysimlabs.com/, [22. Januar 2011], 2011, zugegriffen am 5. Juni 2011.

[116] Guosheng, Z.; Fauchet, P. M.; Siegman, A. E.: *Growth of spontaneous periodic surface structures on solids during laser illumination.* Phys. Rev. B **26** (Nov. 1982) Nr. 10, S. 5366–5381.

[117] Young, J. F.; Preston, J. S.; van Driel, H. M.; Sipe, J. E.: *Laser-induced periodic surface structure. II. Experiments on Ge, Si, Al, and brass.* Phys. Rev. B **27** (Jan. 1983) Nr. 2, S. 1155–1172.

[118] Young, J. F.; Sipe, J. E.; van Driel, H. M.: *Laser-induced periodic surface structure. III. Fluence regimes, the role of feedback, and details of the induced topography in germanium.* Phys. Rev. B **30** (Aug. 1984) Nr. 4, S. 2001–2015.

[119] Radtke, J.: *Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in keramischen Werkstoffen mittels repetierender Laserbearbeitung.* Universität Stuttgart, Dissertation 2003.

[120] Dausinger, F.; Abeln, T.; Breitling, D.; Radtke, J.; Konov, V.; Garnov, S.; Klimentov, S.; Kononenko, T.; Tsarkova, O.: *Bohren keramischer Werkstoffe mit Kurzpuls-Festkörperlasern.* LaserOpto **31** (1999) Nr. 3, S. 78–85.

[121] Ruf, A.; Berger, P.; Dausinger, F.; Hügel, H.: *Analytical investigations on geometrical influences on laser drilling.* J. Phys. D: Appl. Phys. **34** (2001) Nr. 18, S. 2918.

[122] Breitling, D.; Mueller, K.-P.; Ruf, A.; Berger, P.; Dausinger, F.: *Material-vapor dynamics during ablation with ultrashort pulses.* SPIE, 2003, S. 81–86.

[123] Michalowski, A.; Hess, A.; Russ, A.; Dausinger, F.: *Plume attenuation under high power Yb:YAG laser material processing.* AT-Fachverlag, 2007.

[124] Wohlschlager, A.: *Untersuchungen zum Materialaustrieb beim Bohren mit ultrakurzen Laserpulsen.* Universität Stuttgart, IFSW, Studienarbeit 2010.

[125] Walter, G.; Herms, G.: *Einfürung in die Behandlung von Meßfehlern.* Rostock: Universität Rostock, Fachbereich Physik, 2001.

[126] Norm DIN ISO 3534 Okt. 2009. *Statistik – Begriffe und Formelzeichen – Teil 1 Wahrscheinlichkeit und allgemeine statistische Begriffe.*

[127] Blug, A.; Carl, D.; Höfler, H.; Abt, F.; Nicolosi, L.; Geese, M.; Tetzlaff, R.: *CNN: Pixelparallele Bildverarbeitung ermöglicht Prozessregelung beim Laserschweißen.* Photonik **40** (2008), S. 30–32.

[128] Strohm, P.; Blug, A.: *Pixelparallele Bildverarbeitung zur Regelung von dynamischen Hochgeschwindigkeitsprozessen.* wt Werkstattstechnik online **100** (2010), S. 478–479.

[129] Norm DIN EN ISO 4287 Juni 2010. *Geometrische Produktspezifikation (GPS) – Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren – Benennungen, Definitionen und Kenngrößen der Oberflächenbeschaffenheit.*

[130] Norm DIN EN ISO 4288 Apr. 1998. *Geometrische Produktspezifikation (GPS) – Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren – Regeln und Verfahren für die Beurteilung der Oberflächenbeschaffenheit.*

[131] Norm VDA 2006 Juli 2003. *Geometrische Produktspezifikation (GPS) – Oberflächenbeschaffenheit – Regeln und Verfahren zur Beurteilung der Oberflächenbeschaffenheit.*

[132] Tokunaga, Y.; Inoue, H.; Okada, K.; Shimomura, T.; Yamamoto, Y.: *Effects of cavitation ring formed on laser-textured surface of mechanical seal.* Tribology Online **6** (2011) Nr. 1, S. 36–39.

[133] Prophet, H.; Stull, D.: *JANAF thermochemical tables*, 2. Aufl. United States, National Bureau of Standards: U.S. G.P.O., 1971.

Danksagung

Zum Abschluss dieser Dissertation möchte ich allen danken, die mich während der Ausarbeitung unterstützt und somit diese Arbeit erst ermöglicht haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. habil. Thomas Graf für die Betreuung dieser Arbeit. Der stets willkommene, freundliche Empfang am Institut für Strahlwerkzeuge sowie die fruchtbaren Diskussionen werden mir in guter Erinnerung bleiben. Herrn Prof. Dr.-Ing. Jörg Seewig spreche ich meinen Dank aus für die Übernahme des Mitberichts und sein Interesse an meiner Arbeit.

Für die gute Zusammenarbeit während meiner Promotionszeit bei der Daimler AG bedanke ich mich bei den Kollegen des Laserteams in Untertürkheim. Insbesondere danke ich Dr.-Ing. Agnes Ott und Herrn Christian Elsner für die Ermöglichung dieser Dissertation und das entgegengebrachte Vertrauen. Bei Swen Schuller, Gerald Heckeler, Stefan Heindl und Sven Ullrich bedanke ich mich für die unkomplizierte Unterstützung, das angenehme Arbeitsklima und die stetige Diskussionsbereitschaft. Ein Dank geht auch an die weiteren Doktoranden und Studenten im Laserteam, die wesentlich zur freundschaftlichen Atmosphäre beigetragen haben.

Unerlässlich für den Erfolg der Arbeit war auch der fortwährende und gute Kontakt zu den Institutsmitarbeitern. Im Speziellen bin ich den mittlerweile Ehemaligen Andreas Michalowski, Dr.-Ing. Steffen Sommer und Martin Kraus dankbar für die sehr hilfreichen, fachlichen Diskusionen und Denkanstöße. Ihre kritische Auseinandersetzung mit meinem Thema war mir ein wichtiger Ideen- und Impulsgeber.

Schließlich gebührt ein großer Dank meinen Eltern Dietlinde und Christian, meinem Bruder Christoph, sowie meinen Großeltern. Sie haben mir durch ihren Rückhalt und ihre Förderung den Weg zu dieser Arbeit geebnet. Mein größter Dank gilt meiner lieben Frau Svenja, die – teilweise zusammen mit unserer Tochter Larena – so viele Stunden auf gemeinsame Zeit verzichten musste und mich dennoch von Anfang an durch ihre liebevolle und geduldige Art uneingeschränkt unterstützt und bestärkt hat.

Esslingen am Neckar, im Mai 2013 Christian Gehrke

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 CO_2-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 CO_2-Laser
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 CO_2-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 CO_2-Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

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

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

Xiao, Min
Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO_2- 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
Laserschweißeignung 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 CO_2-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 CO_2-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 CO_2-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.
Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Molybdän
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

Hack, Rüdiger
System- und verfahrentechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO_2-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
Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO_2-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 Zerspanung
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 CO_2-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 magnetofluiddynamische 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 Hochleistungsdiodenlasern
2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

Bahnmüller, 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 Festkörperlasern 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 Laserpräzisionsabtragens 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 für 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-Doppelfokustechnik – Steigerung von Prozeßsicherheit, Flexibilität 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
Evaluierung eines Messverfahrens zur genauen Bestimmung des Reflexionsgrades optischer Komponenten
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0274-3

Joachim Radtke
Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in keramischen 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 Metallen mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

Guido Hergenhan
Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Systemkonzept und experimentelle Verifizierung
2004, 115 Seiten, ISBN 3-8316-0376-6

Klaus Goth
Schweißen von Mischverbindungen aus Aluminiumguß- und Knetlegierungen mit CO_2-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 Präzision 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 Aluminiumgusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-6

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 Laserstrahltiefschweißen von Stahl
2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2

Daniel Müller
Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpulsverstärkern im Scheibenlaserdesign
2005, 172 Seiten, ISBN 3-8316-0508-4

Jiancun Gao
Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheibenlaser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzverdopplung
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 Laserpulsen
2005, 116 Seiten, ISBN 3-8316-0573-4

Julian Sigel
Lasergenerieren metallischer Bauteile mit variablem Laserstrahldurchmesser in modularen Fertigungssystemen
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 Lasermaterialbearbeitung
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 Nahteigenschaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen
2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

Mikhail Larionov
Kontaktierung 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 Halbleiterscheibenlasers
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 Aluminiumlegierungen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und Schichtcharakterisierung
2010, 226 Seiten, ISBN 978-3-8316-0959-8

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

Dmitrij Walter
Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung
2010, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-0968-0

Jan-Philipp Weberpals
Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserstrahlschweißen
2010, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-0995-6

Angelika Beyertt
Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze Pulse
2010, 166 Seiten, ISBN 978-3-8316-4002-7

Christian Stolzenburg
Hochrepetierende Kurzpuls-Scheibenlaser im infraroten und grünen Spektralbereich
2011, 184 Seiten, ISBN 978-3-8316-4041-6

Svent-Simon Beyertt
Quantenfilm-Pumpen zur Leistungsskalierung von Halbleiter-Scheibenlasern
2011, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4051-5

Sonja Kittel
Verzugsarmes Laserstrahlschweißen an axialsymmetrischen Bauteilen
2011, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-4088-1

Andrey Andreev
Schweißen mit dem Scheibenlaser im Getriebebau – Prozessmerkmale und Anlagenkonzepte
2011, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-4103-1

Christian Föhl
Einsatz ultrakurz gepulster Laserstrahlung zum Präzisionsbohren von Metallen
2011, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-4120-8

Andreas Josef Birnesser
Prozessregelung beim Laserstrahlschweißen
2011, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4133-8

Christoph Neugebauer
Thermisch aktive optische Bauelemente für den resonatorinternen Einsatz beim Scheibenlaser
2012, 220 Seiten, ISBN 978-3-8316-4178-9

Andreas Dauner
Fluidmechanische Maßnahmen zur Reduzierung von Schmelzablagerungen beim Hochgeschwindigkeitslaserbohren
2012, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4194-9

Axel Heß
Vorteile und Herausforderungen beim Laserstrahlschweißen mit Strahlquellen höchster Fokussierbarkeit
2012, 164 Seiten, ISBN 978-3-8316-4198-7

Christian Gehrke
Überwachung der Struktureigenschaften beim Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen
2013, 164 Seiten, ISBN 978-3-8316-4271-7