

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

S. Faas
Oberflächenfunktionalisierung von
Stahl mit UKP-Lasern mit mehreren
Hundert Watt mittlerer Laserleistung

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. 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.

Oberflächenfunktionalisierung von Stahl mit UKP-Lasern mit mehreren Hundert Watt mittlerer Laserleistung

von Dr.-Ing. Sebastian Faas
Universität Stuttgart



utzverlag München

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

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. André Zimmermann

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., 2021

D 93

Das Werk ist urheberrechtlich geschützt.
Sämtliche, auch auszugsweise Verwertungen bleiben vorbehalten.

Copyright © utzverlag GmbH 2021

ISBN 978-3-8316-4935-8

Printed in Germany

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

Inhalt

| | |
|--|-----------|
| Inhalt | 5 |
| Symbole und Abkürzungen | 7 |
| Kurzfassung | 11 |
| Extended Abstract | 13 |
| 1 Durch Laserbearbeitung erzeugbare Oberflächenstrukturen | 15 |
| 2 Werkstoffgrundlagen der verwendeten Proben | 19 |
| 2.1 Physikalische Eigenschaften | 19 |
| 2.2 Oberflächengüte | 20 |
| 2.3 Absorption | 21 |
| 2.4 Zusammenfassung | 24 |
| 3 Bearbeitung von Stahl ohne Pulsüberlapp | 25 |
| 3.1 Abtragsmechanismen von Stahl | 25 |
| 3.2 Einfluss der Fluenz | 27 |
| 3.3 Prozessemissionen bei der gepulsten Lasermaterialbearbeitung | 29 |
| 3.4 Abschirmungseffekte | 33 |
| 3.5 Zusammenfassung | 34 |
| 4 Bearbeitung von Stahl mit Pulsüberlapp | 35 |
| 4.1 Prozessstrategie für die Bearbeitung von Flächen | 35 |
| 4.2 Absorption strukturierter Oberflächen | 37 |
| 4.3 Analytisches Modell für die Wärmeakkumulation | 40 |
| 4.3.1 Wärmeakkumulation von Puls zu Puls | 41 |
| 4.3.2 Wärmeakkumulation von Durchgang zu Durchgang | 42 |
| 4.3.3 Wärmeakkumulation von Überfahrt zu Überfahrt | 43 |
| 4.4 Experimentelle Validierung | 44 |
| 4.4.1 Einzelüberfahrt | 44 |
| 4.4.1.1 Berechnungen | 44 |
| 4.4.1.2 Experimente | 47 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 4.4.2 | Mehrere Überfahrten | 49 |
| 4.4.2.1 | Berechnungen | 49 |
| 4.4.2.2 | Experimente | 50 |
| 4.5 | Zusammenfassung | 52 |
| 5 | Thermisch induzierter Fokusschift von Laseroptiken | 53 |
| 5.1 | Grundlegendes | 53 |
| 5.2 | Thermisch induzierter Fokusschift einer einzelnen Linse | 55 |
| 5.3 | Experimentelle Untersuchungen | 56 |
| 5.3.1 | Gemessener thermisch induzierter Fokusschift des Messaufbaus | 58 |
| 5.3.2 | Thermische Brechkraft und thermisch induzierter Fokusschift dünner Linsen | 59 |
| 5.3.3 | Thermische Brechkraft und thermisch induzierter Fokusschift von F-Theta-Objektiven | 61 |
| 5.4 | Zusammenfassung | 63 |
| 6 | Oberflächenfunktionalisierung von Stahl mit hoher mittlerer Laserleistung | 64 |
| 6.1 | Funktionalität von Oberflächen | 64 |
| 6.2 | Einfluss redeponierter Nanopartikel | 67 |
| 6.2.1 | Oberflächentopographie | 67 |
| 6.2.2 | Oberflächenchemie und Benetzungseigenschaften | 69 |
| 6.3 | Herstellung superhydrophober Oberflächen bei hoher Produktivität | 70 |
| 6.3.1 | Vorhersage der Oberflächenstruktur | 71 |
| 6.3.2 | Experimentelle Ergebnisse | 75 |
| 6.3.3 | Oberflächenchemie | 78 |
| 6.3.4 | Benetzungseigenschaften und Strukturrate | 79 |
| 7 | Zusammenfassung | 81 |
| | Literaturverzeichnis | 83 |
| | Anhang | 91 |
| A.1 | Thermisch induzierter Fokusschift von Laseroptiken | 91 |
| A.1.1 | Thermisch induzierte Effekte im Messaufbau | 91 |
| A.1.2 | Bestimmung der thermischen Brechkraft des NDF | 92 |
| | Danksagung | 95 |

Symbole und Abkürzungen

Lateinische Buchstaben

| Symbol | SI-Einheit | Bedeutung |
|-------------|------------------|--|
| B | K | Fitparameter |
| c_p | $J/(kg \cdot K)$ | Spezifische Wärmekapazität |
| D^* | m/W | Intensitätsspezifische thermische Brechkraft einer Optik |
| D_{NDF}^* | m/W | Intensitätsspezifische thermische Brechkraft eines NDF |
| d | m | Abstand zweier Optiken in einem System |
| d_p | m | Abstand benachbarter Bearbeitungspfade |
| d_s | m | Strahldurchmesser auf dem Werkstück |
| E_{abs} | J | Absorbierte Energie |
| E_{in} | J | Eingestrahlte Energie |
| E_p | J | Pulsenergie |
| F_0 | J/cm^2 | Mittlere eingestrahlte Fluenz |
| f | 1/s | Pulsrepetitionsrate eines Lasers |
| f_0 | m | Brennweite einer kalten Optik |
| f_{th} | m | Brennweite der thermischen Linse einer Optik |
| f_{tot} | m | Brennweite eines optischen Systems |
| H | J/m^2 | Mittlere eingestrahlte Fluenz |
| I_e | W/m^2 | Eingestrahlte mittlere Intensität |
| K | — | Summenindex |
| k | — | Anzahl an Überfahrten |
| l_{diff} | m | Diffusionslänge |

| Symbol | SI-Einheit | Bedeutung |
|-----------|------------|---|
| M^2 | — | Beugungsmaßzahl eines Laserstrahls |
| m | — | Anzahl an Pfaden pro Überfahrt |
| N | — | Summenindex |
| N_{DG} | — | Anzahl Durchgänge des Laserstrahls an einem Ort |
| N_{ppo} | — | Anzahl Laserpulse pro Ort |
| P | W | Mittlere Laserleistung |
| P_e | W | Eingestrahlte mittlere Laserleistung |
| p | m | Pfadlänge |
| Q | J | Residuumswärme |
| S_a | m | Mittlere Rauheit |
| S_{Rz} | m | Mittlere Rautiefe |
| T | K | Temperatur |
| T_B | K | Übergangstemperatur Ripples-Bumps |
| T_S | K | Übergangstemperatur fest-flüssig |
| t | s | Zeit |
| t_0 | s | Zeitpunkt des maximalen Temperaturanstiegs |
| t_{be} | s | Bestrahlungszeit während eines Durchgangs |
| t_{DG} | s | Zeit zwischen zwei Durchgängen |
| t_F | s | Zeit zwischen zwei Überfahrten |
| v | m/s | Vorschubgeschwindigkeit |
| v_{pos} | m/s | Positioniergeschwindigkeit |
| w | — | Massenanteil eines Legierungselements |
| w_0 | m | Strahlradius in der Fokusebene einer Optik |
| w_e | m | Strahlradius auf einer Optik |
| w_{kS} | m | Strahlradius eines kollimierten Laserstrahls |
| z_R | m | Rayleighlänge |

Griechische Buchstaben

| Symbol | SI-Einheit | Bedeutung |
|-------------------------------------|-------------------|---|
| γ | 1/K | Fitparameter |
| Δf | m | Thermisch induzierter Fokusschift einer Optik |
| Δf_0 | m | Fitparameter |
| Δf_{tot} | m | Thermisch induzierter Fokusschift eines optischen Systems |
| ΔT | K | Temperaturerhöhung |
| ΔT_{eff} | K | Effektive Temperaturerhöhung |
| $\Delta T_{\text{Einzeldurchgang}}$ | K | Temperaturerhöhung während eines Durchgangs |
| ΔT_{S} | K | Differenz Materialtemperatur zu Schmelztemperatur |
| ΔT_{WPP} | K | Temperaturerhöhung auf Grund von WPP |
| κ | m ² /s | Temperaturleitfähigkeit |
| λ | m | Wellenlänge des Laserstrahls |
| η | — | Wirkungsfaktor |
| η_{abs} | — | Einkoppelgrad |
| η_{heat} | — | Restwärmekoeffizient |
| ρ | kg/m ³ | Materialdichte |
| $\sigma_{\eta_{\text{abs}}}$ | — | Standardabweichung des Einkoppelgrads |
| τ | s | Pulsdauer |
| τ_{th} | s | Elektron-Phonon-Relaxationszeit |

Abkürzungen**Abkürzung Bedeutung**

| | |
|-------|--|
| AOM | Akustooptischer Modulator |
| BBB | Breitbandbeschichtung |
| C | Kohlenstoff |
| Cr | Chrom |
| CCD | Charge-coupled device |
| EDX | Energiedispersive Röntgenspektroskopie |
| Fe | Eisen |
| HSFL | High spatial frequency LIPSS |
| IFSW | Institut für Strahlwerkzeuge |
| KW | statischer Kontaktwinkel |
| LIPSS | Laser induced periodic surface structures |
| LSFL | Low spatial frequency LIPSS |
| Mn | Mangan |
| Mo | Molybdän |
| N | Nickel |
| NDF | Neutraldichtefilter |
| O | Sauerstoff |
| REM | Rasterelektronenmikroskop |
| UB | Unbeschichtet |
| UKP | Ultrakurze Pulse |
| WDD | Wärmeakkumulation von Durchgang zu Durchgang |
| WLB | Wellenlängenbeschichtung |
| WPP | Wärmeakkumulation von Puls zu Puls |
| WÜÜ | Wärmeakkumulation von Überfahrt zu Überfahrt |

Kurzfassung

Die Funktionalität einer Oberfläche wird sowohl von der Oberflächentopographie als auch von der Oberflächenchemie bestimmt. Das wohl bekannteste Beispiel für eine funktionalisierte Oberfläche ist die Oberfläche des Blattes einer Lotuspflanze, von der sich der Begriff *Lotuseffekt* ableitet. Die Oberflächen der Lotusblätter haben eine hierarchische Struktur bestehend aus Strukturen im Mikro- und Nanometerbereich. Für die passende Oberflächenchemie sorgen Drüsen, die ununterbrochen Wachs ausscheiden, das sich gleichmäßig auf dem Lotusblatt verteilt. Bereits bei geringen Neigungswinkeln rollen Wassertropfen vom Lotusblatt ab und nehmen dabei Oberflächenkontamination auf.

Natürlich vorkommende funktionalisierte Oberflächen dienen häufig als Ausgangspunkt bzw. Inspiration für technische Oberflächen. Für die Modifikation der Oberflächengeometrie metallischer Werkstoffe haben sich ultrakurze Laserpulse (UKP) bereits in der Vergangenheit als probates Mittel bewährt. Werden metallische Oberflächen mit ultrakurzen Laserpulsen bearbeitet, bilden sich laserinduzierte periodische Oberflächenstrukturen (engl. LIPSS - laser induced periodic surface structures) aus, deren Periodizität in der Größenordnung der Laserwellenlänge liegt. Mit geeigneten Prozessparametern können Strukturen realisiert werden, deren Periode größer als die Laserwellenlänge ist. Abhängig von den technischen Anforderungen kann mit einem UKP-Laser folglich eine geeignete Struktur hergestellt werden. Die Machbarkeit wurde für unterschiedliche Anwendungen sowie unterschiedliche Materialien bereits erfolgreich nachgewiesen.

Zur Steigerung der Produktivität sind Strahlquellen mit hohen mittleren Leistungen erforderlich. Am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) an der Universität Stuttgart steht ein Prototyp zur Verfügung, dessen mittlere Leistung mehrere Hundert Watt betrug. Hohe mittlere Laserleistungen stellen sowohl an die Systemtechnik als auch an den Prozess selbst eine Herausforderung dar. Hohe mittlere Laserleistungen können zur Ausbildung einer thermischen Linse in etwaigen Laseroptiken, z.B. fokussierenden Linsen, führen. Diese führt letztlich zu einem thermisch induzierten Fokusschift, welcher prozessrelevante Eigenschaften wie die Fluenz in der Bearbeitungsebene verändern kann. Durch die Bestimmung der thermischen Brechkraft der benutzten Laseroptiken kann der Prozess den thermischen Einflüssen entsprechend angepasst werden, um auch für hohe mittlere Leistungen angestrebte Prozessergebnisse zu gewährleisten.

Bei der gepulsten Bearbeitung können Ablationsprodukte entstehen. Einerseits können diese den folgenden Puls abschirmen und damit eine homogene Bearbeitung verhindern, andererseits können diese auf der Werkstückoberfläche redeponieren. Aufbauend auf der Quantifizierung der Prozessemissionen und deren Einfluss auf den Bearbeitungsprozess und die Funktionalität der resultierenden Oberfläche können die Bearbeitungsparameter unterschiedlicher Lasersysteme derart angepasst werden, dass die Reproduzierbarkeit des Prozesses gewährleistet ist. Hohe mittlere Laserleistungen können bei der repetitiven Bearbeitung Wärmeakkumulationseffekte hervorrufen, welche eine Herausforderung bei der Prozessauslegung darstellen können. Werden lokal zu hohe Oberflächentemperaturen, z.B. die Schmelztemperatur, während der Bearbeitung überschritten, kann dies das Prozessergebnis signifikant beeinflussen. Mit Hilfe eines analytischen Modells werden alle Effekte der Wärmeakkumulation berücksichtigt, um letztlich die aus dem Prozess resultierende Oberflächenstruktur zuverlässig vorherzusagen. Durch die Anwendung geeigneter Bearbeitungsstrategien ist es möglich, mit hoher mittlerer Laserleistung Prozessergebnisse zu erzielen, die vergleichbar mit bekannten Prozessergebnissen sind, die mit niedrigen Laserleistungen erreicht werden. Die höhere applizierte Laserleistung resultiert in einer höheren Produktivität.

Extended Abstract

The functionality of a surface is determined both by the surface morphology and by the surface chemistry. The best known example of a functionalized surface is the surface of a lotus leaf, from which the term *lotus effect* is derived. The surfaces of the lotus leaves have a hierarchical structure consisting of structures in the micro- and nanometer range. The appropriate surface chemistry is provided by glands that continuously excrete wax, which is evenly distributed on the lotus leaf. Water droplets roll off the lotus leaf even at small angles of inclination and absorb surface contamination.

Naturally occurring functionalized surfaces often serve as a starting point or inspiration for technical surfaces. Ultrafast lasers have already proven their worth in the past for the modification of the surface geometry of metallic materials. When metallic surfaces are processed with ultrafast lasers, laser-induced periodic surface structures (LIPSS) are formed whose periodicity are in the order of the laser's wavelength. With suitable process parameters, structures can be realized whose periods are greater than the laser's wavelength. Depending on the technical requirements, a suitable structure can be produced with an ultrafast laser. The proof of concept has already been proven for different applications and different materials.

High average laser powers are required to increase the productivity. A prototype with an average power of several hundred watts is available at the Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) at the University of Stuttgart. High average laser powers pose a challenge both to the system technology and to the process itself. High average laser powers can lead to the formation of a thermal lens in any laser optics, e.g. focusing lenses. This ultimately leads to a thermally induced focus shift and therefore can change process-relevant properties, such as the incident fluence. By determining the thermal refractive power of the laser optics, the process can be adapted to the thermal influences in order to ensure the desired process results even for high average powers.

Pulsed processing may result in ablation products. On the one hand they can shield the following pulse and thus prevent a homogeneous machining, on the other hand they can be deposited on the surface of the workpiece. Based on the quantification of process emissions and their influence on the machining process and the functionality of the resulting surface, the machining parameters of different laser systems can be adjusted in

such a way that the reproducibility of the process can be ensured. High average laser powers can cause heat accumulation effects during repetitive machining, which can pose a challenge in process design. When a critical temperature, such as the melting temperature, is exceeded in the processed bulk material, this can significantly influence the process result. With an analytical model, all effects of heat accumulation are taken into account in order to reliably predict the surface structure resulting from processing. By applying adequate processing strategies, it is possible to achieve reproducible process results also with high average laser power, resulting in an increased productivity.

1 Durch Laserbearbeitung erzeugbare Oberflächenstrukturen

Für die Präzisionsbearbeitung von Werkstücken eignen sich besonders gepulste Laser mit Pulsen im Nanosekundenbereich (kurze Pulse) und im Piko- und Femtosekundenbereich (ultrakurze Pulse). Grundsätzlich gilt, dass kürzere Pulsdauern zu weniger Schmelzebildung bei der Bearbeitung führen [1]. Aufgrund der hohen Intensitäten, die während eines Laserpulses erreicht werden, kann Material gezielt abgetragen werden, was, wie in Bild 1.1 dargestellt, in einer Modifikation der Oberflächentopographie resultiert [2–4].

In der Draufsicht (Bild 1.1(a)) ist zu erkennen, dass parallel orientierte Nuten durch

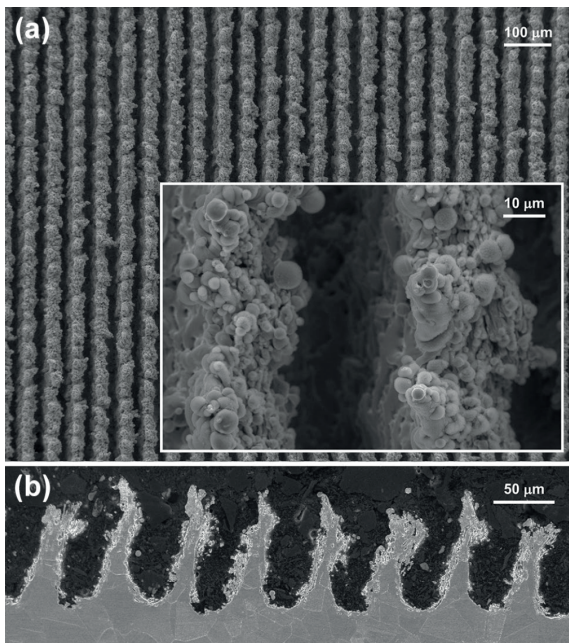


Bild 1.1: (a) Oberflächentopographie inklusive Vergrößerung und (b) Queransicht einer mit Nanosekundenpulsen bearbeiteten Edelstahl-Oberfläche 1.4404 [4].

Materialabtrag erzeugt werden können. In der Vergrößerung ist zu sehen, dass die Materialoberfläche maßgeblich aus erstarrter Schmelze besteht. Aus der Darstellung des Querschliffs (Bild 1.1(b)) wird ersichtlich, dass eine Abtragtiefe von mehr als $50\text{ }\mu\text{m}$ realisiert wurde. In den Stegen sind vereinzelt Einschlüsse zu erkennen und die Kanten

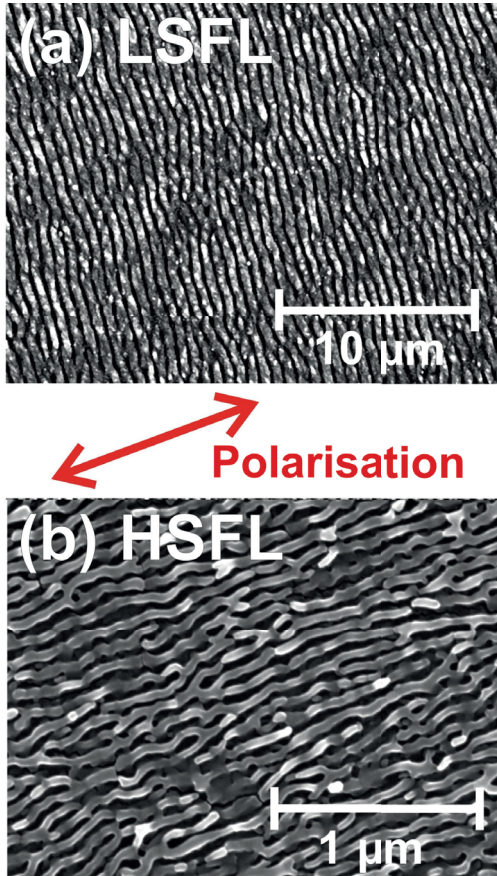


Bild 1.2: REM-Aufnahmen unterschiedlicher LIPSS nach der Bearbeitung von Ti6Al4V mit einer Pulsdauer von 30 fs und einer Wellenlänge von 800 nm: (a) LIPSS mit niedriger Raumfrequenz (engl. *LSFL* - *low spatial frequency LIPSS*) und (b) LIPSS mit hoher Raumfrequenz (engl. *HSFL* - *high spatial frequency LIPSS*) [5].

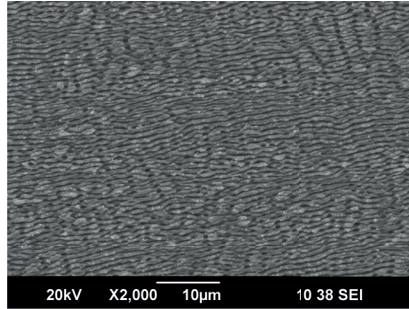
wirken unscharf. Beide Beobachtungen können auf die Entstehung von Schmelze bei der Bearbeitung mit kurzen Laserpulsen zurückgeführt werden [4].

Werden Ultrakurzpulslaser (UKP-Laser) benutzt, sind weitaus feinere Strukturen realisierbar. Die folgenden Ausführungen basieren im Wesentlichen auf [5]. Die feinsten Strukturen in der Größenordnung der Wellenlänge des Laserstrahls sind laserinduzierte periodische Oberflächenstrukturen (engl. *LIPSS - laser-induced periodic surface structures*), über die 1965 erstmals berichtet wurde [6]. Bei Metallen entstehen sie senkrecht zur Polarisation des Laserstrahls [6]. In den 1980er Jahren wurde eine geeignete Theorie zu den Entstehungsmechanismen der induzierten Oberflächenstrukturen entwickelt und experimentell validiert [7–9]. Im Rahmen dieser Arbeiten wurde der Wirkungsfaktor (engl. *efficacy factor*) η eingeführt, der die Oberflächenrauheiten berücksichtigt und die mögliche Entstehung von LIPSS in Abhängigkeit der Laserparameter vorhersagt. Bezüglich der Entstehung von LIPSS ist die Theorie des Wirkungsfaktors aktuell die am ehesten akzeptierte [5]. Nach der Jahrtausendwende wurden laser-induzierte periodische Strukturen gefunden, deren Periode deutlich kleiner als die Wellenlänge des Laserstrahls ist und deren Orientierung senkrecht zu den bisher bekannten LIPSS - für Metalle folglich parallel zur Polarisation des Laserstrahls - ist [10–14]. LIPSS mit niedriger Raumfrequenz (engl. *LSFL - low spatial frequency LIPSS*) sind in Bild 1.2(a) und LIPSS mit hoher Raumfrequenz (engl. *HSFL - high spatial frequency LIPSS*) in Bild 1.2(b) dargestellt.

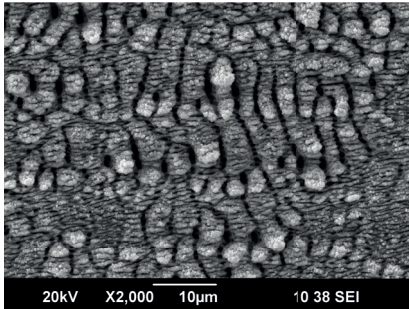
Für LSFL, die bei Metallen senkrecht zur Polarisation der verwendeten Laserstrahlung entstehen und eine Periode in der Größenordnung der Wellenlänge haben, wird in dieser Arbeit der Begriff *Ripples* benutzt. Für HSFL, die bei Metallen parallel zur Polarisation der verwendeten Laserstrahlung entstehen und eine Periode deutlich unterhalb der Wellenlänge haben, wird in dieser Arbeit der Begriff *Nanoripples* benutzt.

Je nach verwendeten Laserparametern können auch größere Strukturen als Ripples entstehen. Die aus dem Prozess resultierende Oberflächenstruktur kann abhängig von der lokal absorbierten Fluenz pro Zeit sein [15]. In Bild 1.3 sind unterschiedliche Oberflächenstrukturen dargestellt. Es wurde Edelstahl 1.4404 mit variierender Vorschubgeschwindigkeit bearbeitet, wobei die übrigen Prozessparameter konstant waren [16]. Ripples entstanden in der Studie für eine Vorschubgeschwindigkeit von $v = 200$ mm/s, siehe Bild 1.3(a). Bei einer Vorschubgeschwindigkeit von $v = 50$ mm/s sind Mikrogräben (engl. *μ -Grooves*) mit dazwischen liegenden Erhebungen senkrecht zu den Ripples zu erkennen, siehe Bild 1.3(b). Für diesen Strukturtyp wird in dieser Arbeit der Begriff *Bumps* benutzt. In Bild 1.3(c) ist zu erkennen, wie säulenartige Strukturen aus der Oberfläche zu wachsen scheinen, wenn die Vorschubgeschwindigkeit auf $v = 20$ mm/s redu-

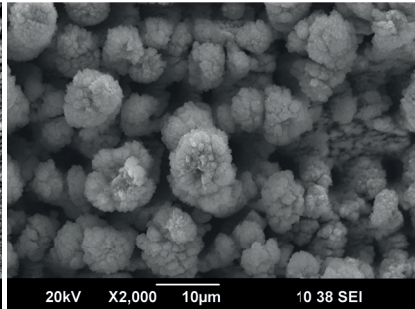
ziert wird. Für diese Art von Oberflächenstruktur wird in dieser Arbeit der Begriff *Spikes* (engl. *Spike* - *Spitze*) benutzt. Auf Grund der großen Ähnlichkeit der Spikes, dargestellt in Bild 1.3(c), zu den Strukturen dargestellt in Bild 1.1(a), kann davon ausgegangen werden, dass die Spikes maßgeblich aus erstarrter Schmelze entstanden sind.



(a)



(b)



(c)

Bild 1.3: Laserinduzierte periodische Oberflächenstrukturen auf poliertem ($S_a = 0,2 \mu\text{m}$) Edelstahl 1.4404 bearbeitet mit variierender Vorschubgeschwindigkeit: (a) 200 mm/s, (b) 50 mm/s und (c) 20 mm/s. Weitere Laserparameter waren konstant, nach [16].

2 Werkstoffgrundlagen der verwendeten Proben

Für die im Rahmen dieser Arbeit genutzte analytische Modellierung des Wärmeeintrags während des Prozesses sind grundlegende Kenntnisse erforderlich, die in diesem Kapitel vorgestellt werden. Zunächst werden die grundlegenden physikalischen Eigenschaften der im Rahmen dieser Dissertationsschrift bearbeiteten Proben in Abschnitt 2.1 vorgestellt. In Abschnitt 2.2 wird auf die Oberflächengüte der verwendeten Proben eingegangen. Mit einem kalorimetrischen Aufbau wurde der Einkoppelgrad für alle verwendeten Proben in Abhängigkeit ihrer Oberflächenbeschaffenheit bestimmt. Die Vorgehensweise sowie die Ergebnisse werden in Abschnitt 2.3 diskutiert.

2.1 Physikalische Eigenschaften

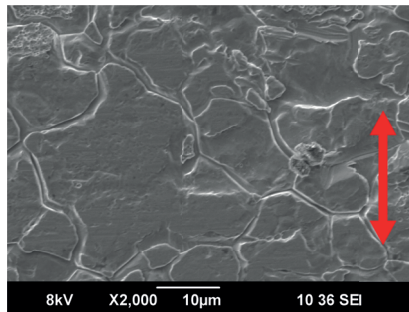
Für die Berechnungen des Temperaturanstiegs in den folgenden Kapiteln werden die Temperaturleitfähigkeit κ , die Materialdichte ρ und die spezifische Wärmekapazität c_p benutzt. Im Rahmen der vorliegenden Dissertationsschrift wurden zwei unterschiedliche Edelstähle (1.4301 und 1.4404) benutzt. Beide Stähle gehören zu den nichtrostenden austenitischen Chrom-Nickel-Legierungen mit niedrigem Kohlenstoffgehalt. Beim Edelstahl 1.4404 ist Molybdän als zusätzliches Legierungselement vorhanden. In Tabelle 2.1 sind alle materialspezifischen Eigenschaften aufgelistet, die für diese Berechnungen benötigt werden [17, 18].

Tabelle 2.1: Relevante physikalischen Eigenschaften der verwendeten Proben [17, 18].

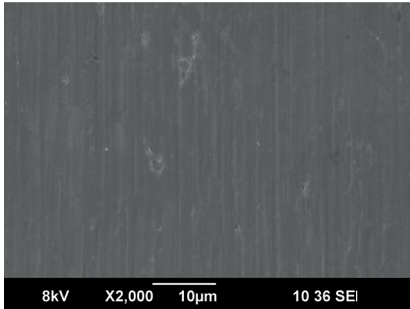
| Werkstoffnummer | $\kappa / 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ | $\rho / \text{kg}/\text{m}^3$ | $c_p / \text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ |
|-----------------|---|-------------------------------|---|
| 1.4301 | 3,79 | 7920 | 500 |
| 1.4404 | 3,75 | 8000 | 500 |

2.2 Oberflächengüte

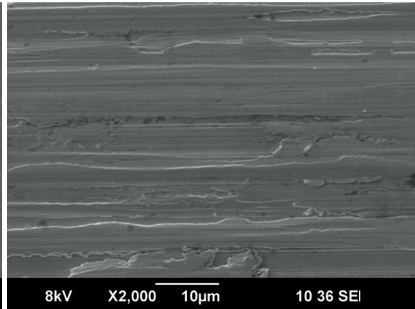
Für die Oberflächengüte ist die Probenherstellung wesentlich verantwortlich. In Bild 2.1 sind die Oberflächentopographien der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Proben dargestellt. Die Oberflächen aller verwendeten Proben waren unterschiedlich veredelt. Die Oberflächengüte der verwendeten Proben aus Edelstahl 1.4301 ist in Bild 2.1(a) zu sehen. Da die Proben nach dem Kaltwalzen nicht poliert wurden, sind die Korngrenzen eindeutig erkennbar. In Bild 2.1(b) und Bild 2.1(c) sind Proben aus Edelstahl 1.4404 mit unterschiedlicher Oberflächengüte dargestellt. Wird durch die Oberflächenbearbeitung



(a)



(b)



(c)

Bild 2.1: Oberflächentopographie der verwendeten Proben: (a) gewalzter, unpolierter Edelstahl 1.4301; polierter Edelstahl 1.4404 mit einer mittleren Rauheit S_a von (b) $0,2 \mu\text{m}$ und (c) $0,8 \mu\text{m}$. Der rote Doppelpfeil gibt eine Orientierung der Polarisation an, die zur Bestimmung des Einkoppelgrads verwendet wurde, siehe Abschnitt 2.3.

eine mittlere Rauheit $S_a = 0,2 \mu\text{m}$ erreicht (siehe Bild 2.1(b)), sind weder Korngrenzen erkennbar noch eine Vorzugsrichtung der Mikro-Kratzer durch die Oberflächenveredelung selbst. Wird durch die Oberflächenveredelung eine mittlere Rauheit $S_a = 0,8 \mu\text{m}$ erreicht (siehe Bild 2.1(c)), sind zwar keine Korngrenzen erkennbar, durch die Oberflächenveredelung selbst sind jedoch Riefen mit Vorzugsrichtung entstanden. Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss der Oberflächengüte auf die Absorption vorgestellt.

2.3 Absorption

Die Absorption einer Probe ist neben materialspezifischen Eigenschaften von der Oberflächengeometrie abhängig. Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass im Rahmen dieser Arbeit Proben unterschiedlicher Oberflächengüte verwendet wurden. Daher wurde der Einkoppelgrad für alle verwendeten Probentypen ermittelt und die Ergebnisse werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

Die Grundlagen der Absorption elektromagnetischer Wellen sind beispielsweise in [20] ausführlich beschrieben. Für raue Oberflächen ist der Einkoppelgrad η_{abs} auf Grund von

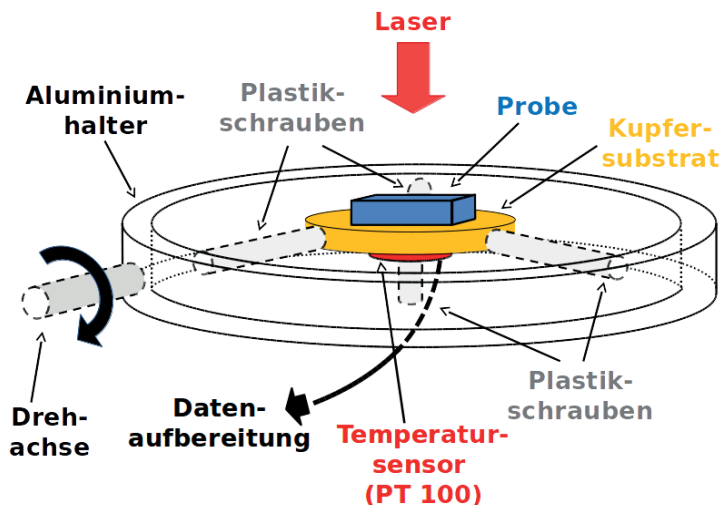


Bild 2.2: Schematische Darstellung des verwendeten kalorimetrischen Aufbaus zur Bestimmung der Absorption [19].

möglichen Mehrfachreflektionen höher als für glatte Oberflächen [21]. Weiterhin ist der Einkoppelgrad von der Temperatur der zu untersuchenden Probe abhängig [22]. Auf die Temperaturabhängigkeit des Einkoppelgrads wird im Rahmen dieser Dissertationschrift nicht tiefer eingegangen.

Zur Ermittlung des Einkoppelgrads η_{abs} wurde ein kalorimetrischer Aufbau benutzt, der in Bild 2.2 dargestellt ist. Mittels dreier Plastikschauben wurde ein Kupfersubstrat thermisch isoliert gehalten. Unten am Kupfersubstrat war ein Temperatursensor (PT 100) mit Wärmeleitpaste angebracht. Die zu untersuchende Probe wurde mit Wärmeleitpaste auf dem Kupfersubstrat aufgebracht. Für den Wärmeeintrag wurde ein Laser benutzt, der Strahlung mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ bei einer Pulsrepetitionsrate von $f = 1 \text{ MHz}$, einer Pulsdauer von $\tau = 10 \text{ ps}$ und einer mittleren Leistung von $P \leq 10,22 \text{ W}$ emittierte. Der Laserstrahl war linear polarisiert. Mit dem Kalorimetrie-Aufbau wird die Restwärme, d.h. der Anteil der eingestrahnten Energie, der absorbiert wird und nicht zum Materialabtrag beiträgt, gemessen. Daraus lässt sich der Restwärmekoeffizient η_{heat} bestimmen [19]. Die absorbierte Energie ist $E_{\text{abs}} = \eta_{\text{abs}} \cdot E_{\text{in}}$, wobei E_{in} die eingestrahlte Energie ist. Zur Vermeidung von Materialabtrag, wurde eine Fluenz weit unter der Abtragschwelle genutzt. Somit trägt E_{abs} ausschließlich zu einer Temperaturerhöhung im Material bei und es folgt $\eta_{\text{heat}} = \eta_{\text{abs}}$.

Um zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, muss die Temperatur der zu untersuchenden Probe vor der Bestrahlung konstant sein. Zur Überprüfung wurden daher stets mindestens 20 s vor dem Aufheizen der Probe Messdaten aufgenommen. Entsprechend

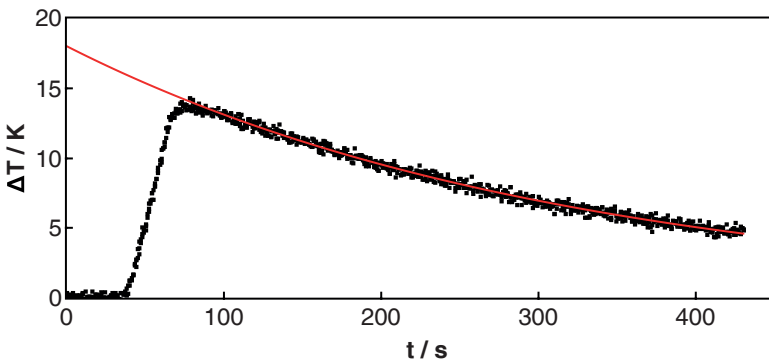


Bild 2.3: Mit dem Kalorimetrie-Aufbau gemessene Temperaturänderung. Laserparameter: $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $P = 10.22 \text{ W}$, Bestrahlungsdauer 30 s.

DIN 51 900 [23] wurde die zu untersuchende Probe stets 30 s bestrahlt. Die Schwankung des Messsignals des Temperatursensors war ca. 0,5 K. Um den Einfluss des Rauschens zu minimieren, wurde die mittlere Laserleistung so gewählt, dass stets eine Temperaturerhöhung von mindestens 8 K erreicht wurde. Nach der Bestrahlung sinkt die Temperatur der zu untersuchenden Probe. Der Temperaturverlauf nach Erreichen des maximalen Temperaturanstiegs kann durch

$$T(t) = B \cdot e^{-\gamma \cdot (t-t_0)} \quad (2.1)$$

beschrieben werden, wobei B und γ Fitparameter sind und t_0 der Zeitpunkt des maximalen Temperaturanstiegs ist. Wie von Gl. 2.1 auf den Restwärmekoeffizient des Materials geschlossen werden kann, ist in [19] ausführlich beschrieben. In Bild 2.3 ist beispielhaft eine Messung (Punkte) sowie der zugehörige Fit (Methode der kleinsten Quadrate) nach Gl. 2.1 (durchgezogene Linie) dargestellt.

In Tabelle 2.2 ist der Einkoppelgrad für alle untersuchten, in Bild 2.1 dargestellten, Oberflächen aufgelistet. Der Fehler, der auf die Messungenauigkeit des Temperatursensors zurückzuführen ist, ergibt sich zu $\sigma_{\eta_{\text{abs}}} = 1/(4 \cdot \Delta T_{\text{eff}})$. Je höher die effektive Temperaturerhöhung ΔT_{eff} , desto niedriger ist dieser Fehler. Für *Polarisation 1* war die Orientierung der Polarisation entsprechend des roten Doppelpfeils in Bild 2.1 und für *Polarisation 2* war die Orientierung der Polarisation senkrecht dazu. Für den unpolierten Edelstahl 1.4301 und den Edelstahl 1.4404 mit $S_a = 0,2 \mu\text{m}$ ist der Einkoppelgrad im Rahmen der Fehler unabhängig von der Orientierung der Polarisation. Für den Edelstahl 1.4404 mit $S_a = 0,8 \mu\text{m}$ ist der Einkoppelgrad abhängig von der Orientierung der Polarisation. War die Polarisation senkrecht zu den Riefen, war der Einkoppelgrad höher. Dies kann mit den Fresnelschen Gleichungen erklärt werden, da p-polarisiertes Licht bei höheren Einfallswinkeln, die hier an den Flanken der Riefen auftreten, stärker absorbiert wird als s-polarisiertes Licht [1]. Für kaltgewalzten unpolierten Edelstahl sowie

Tabelle 2.2: Ermittelter Einkoppelgrad η_{abs} der verwendeten Materialien in Abhängigkeit von der Polarisation. Pol. 1 (*Polarisation 1*) repräsentiert die Orientierung der Polarisation dargestellt durch den roten Doppelpfeil in Bild 2.1.

| Werkstoffnummer | $S_a / \mu\text{m}$ | Bild | η_{abs} für Pol. 1 | η_{abs} für Pol. 2 |
|-----------------|---------------------|--------|--------------------------------|--------------------------------|
| 1.4301 | 1,1 | 2.1(a) | $(37,6 \pm 1,6) \%$ | $(37,5 \pm 1,6) \%$ |
| 1.4404 | 0,2 | 2.1(b) | $(27,3 \pm 1,6) \%$ | $(26,8 \pm 1,7) \%$ |
| 1.4404 | 0,8 | 2.1(c) | $(35,3 \pm 1,3) \%$ | $(31,8 \pm 1,5) \%$ |

für Edelstahl mit feinen Politur-Riefen wurde über Ergebnisse, die im Einklang mit den hier durchgeführten Untersuchungen stehen, bereits berichtet [24].

2.4 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel vorgestellten probenspezifischen Eigenschaften werden für die analytische Berechnung des Wärmeeintrags während des Prozesses benötigt. Das Modell wird in Kapitel 4 vorgestellt.

3 Bearbeitung von Stahl ohne Pulsüberlapp

Die Abtragsmechanismen, die bei der gepulsten Materialbearbeitung auftreten, werden in Abschnitt 3.1 vorgestellt. Der Einfluss der Fluenz bei konstanter Pulsdauer wird im anschließenden Abschnitt 3.2 behandelt. Da eine Oberflächenmodifikation nur stattfinden kann, wenn die applizierte Fluenz über der Abtragschwelle liegt, entstehen bei der Bearbeitung Prozessemissionen, die den nachfolgenden Puls beeinflussen können bzw. in Form von Partikeln auf die bearbeitete Oberfläche redeponiert werden können. Die Quantifizierung der Partikelanzahl und -geschwindigkeit bei der gepulsten Bearbeitung von Stahl wird in Abschnitt 3.3 diskutiert. Wird der folgende Puls von den zuvor entstandenen Partikeln beeinträchtigt, ist eine Materialbearbeitung mit homogener Oberflächenveränderung nicht gewährleistet. In Abschnitt 3.4 wird dies beschrieben und auf weiterführende Literatur verwiesen.

3.1 Abtragsmechanismen von Stahl

Die Abtragsmechanismen von Metallen wurden in [20] bereits ausführlich beschrieben. Daher werden die zum Materialabtrag und zur Strukturentstehung führenden Mechanismen in diesem Abschnitt kompakt behandelt. Wenn nicht anders gekennzeichnet, stammt der Inhalt des vorliegenden Abschnitts aus [20] sowie aus [25]. Die Benennung der einzelnen Phasen, die während des Abtragsprozesses eintreten, folgt dabei [20].

In Bild 3.1 (nach [25]) sind die Mechanismen, die bei der gepulsten Bearbeitung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen zum Materialabtrag und zur Strukturentstehung führen, in ihrer zeitlichen Abfolge dargestellt. In der *Absorptionsphase* wird die Energie der in das Material eindringenden elektromagnetischen Welle von Leitungselektronen aufgenommen, was innerhalb weniger 100 fs zu einer Thermalisierung des Elektronensystems führt. Angeregte Elektronen können die aufgenommene Energie in der *Gitterthermalisierungsphase* an die Phononen des Kristallgitters abgeben. Phononen sind Quasiteilchen, mit deren Hilfe Gitterschwingungen eines Festkörpers beschrieben werden können [26]. Der Energieaustausch zwischen Elektronen und Kristallgitter (Phononen) wird üblicherweise mit einem Zwei-Temperatur-Modell beschrieben [27, 28]. Die

charakteristische Zeit der Thermalisierung beider Systeme wird als Elektron-Phonon-Relaxationszeit τ_{th} bezeichnet. Für Stahl beträgt die Elektron-Phonon-Relaxationszeit 0,5 ps [29, 30]. Ist die im Kristallgitter deponierte Energie groß genug, kommt es zu einer *Phase der Phasenübergänge*. Dabei kann es zum Aufschmelzen des Materials kommen, wobei die Schmelzfront üblicherweise an der Materialoberfläche startet [31] und ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit in das Material maximal der lokalen Schallgeschwindigkeit entsprechen kann. Bei hohen Heizraten, wie sie bei Fluenzen oberhalb der Abtragsschwelle vorliegen, kann davon ausgegangen werden, dass das Volumen nahe der Oberfläche eine überhitzte Flüssigkeit ausbildet und explosionsartig verdampft (sogenannte Phasenexplosion). In der folgenden *Materialabtragsphase* verlässt das abgetragene Material den Festkörper sowohl in Form einzelner Atome und Ionen mit Ge-

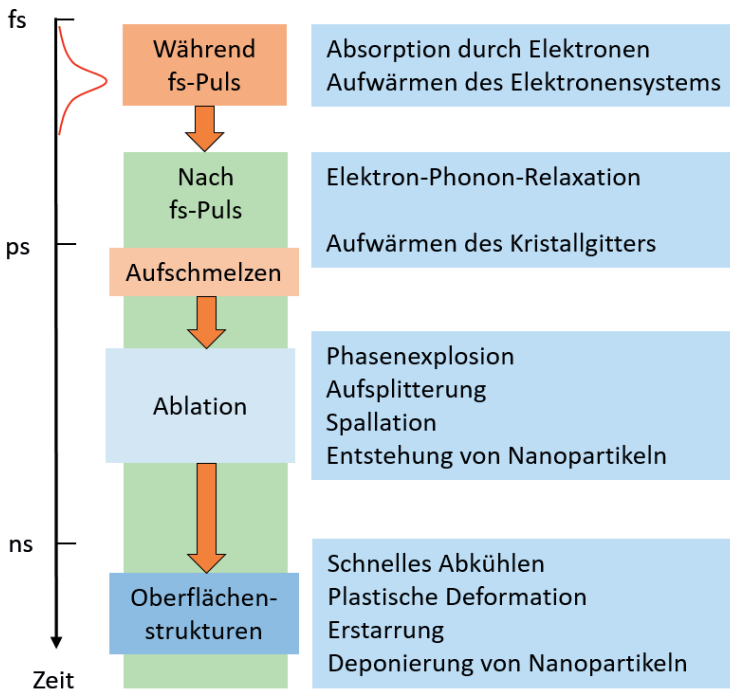


Bild 3.1: Zeitlicher Ablauf der Abtragsmechanismen bei der gepulsten Bearbeitung von Stahl mit Femtosekundenpulsen, nach [25]. Ein fs-Puls bezeichnet hier einen Laserpuls mit wenigen 100 fs Pulsdauer.

schwindigkeiten von einigen Kilometern pro Sekunde [32] als auch in Form von Nanopartikeln und Materialclustern, die sich langsamer bewegen. Es kann davon ausgegangen werden, dass an der Grenzfläche der Materialoberfläche ein dünner Schmelzefilm vorhanden ist. Dieser kann sich durch die stattfindende Dynamik während der *Abkühlphase* des Materials plastisch verformen. Das aufgeheizte Material an der Oberfläche gibt seine Wärme über einen Wärmestrom an das Werkstück ab und erstarrt letztlich mit einer neuen Morphologie.

3.2 Einfluss der Fluenz

Aus Abschnitt 3.1 ergibt sich, dass die Dauer der Wärmezufuhr vom Elektronensystem an das Kristallgitter mit steigender Fluenz sowie mit steigender Pulsdauer ansteigt [25]. Dieser Aspekt führt zu der Ausbildung unterschiedlicher Oberflächenstrukturen für unterschiedlich hohe Fluenzen. In Bild 3.2 sind REM-Aufnahmen von polierten Oberflächen des Edelstahl 1.4404 ($S_a = 0,2 \mu\text{m}$) dargestellt, die mit einem einzelnen Puls unterschiedlich hoher mittlerer Fluenz bearbeitet wurden. Für die Bearbeitung wurde ein Laser mit einer Pulsdauer von $\tau = 10 \text{ ps}$ und einer Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ benutzt. Der Strahldurchmesser ($1/e^2$) auf dem Werkstück betrug $20 \mu\text{m}$ [33]. Der Laserstrahl war linear polarisiert. Die Polarisationsrichtung ist in Bild 3.2(a) als roter Doppelpfeil exemplarisch für alle Aufnahmen dargestellt.

Es sind Oberflächenmodifikationen erkennbar, da alle applizierten Fluenzen über der materialspezifischen Abtragschwelle von $0,1 \text{ J/cm}^2$ liegen [34–36]. Für eine mittlere Fluenz von $0,2 \text{ J/cm}^2$ (Bild 3.2(a)) beträgt der Durchmesser des modifizierten Bereichs $10 \mu\text{m}$ und es sind keine klaren Strukturen zu erkennen. Für eine mittlere Fluenz von $0,5 \text{ J/cm}^2$ (Bild 3.2(b)), beträgt dieser Durchmesser $17 \mu\text{m}$. Besonders senkrecht zu den vertikalen Riefen, die vermutlich von der Oberflächenveredelung stammen, sind Nanoripples zu erkennen [5], die parallel zur Polarisationsrichtung verlaufen und eine Periode von ungefähr 500 nm haben. Die stärkere Ausprägung der Strukturen nahe der Riefen lässt sich durch Mehrfachreflektion an der unebenen Oberfläche und der damit verbundenen lokal höheren absorbierten Energie im Werkstück erklären [7]. Für eine Fluenz von $1,0 \text{ J/cm}^2$ (Bild 3.2(c)), beträgt der Durchmesser des modifizierten Bereichs $20 \mu\text{m}$ und es sind zwei unterschiedliche Strukturen zu erkennen. Im inneren Bereich sind Ripples, deren Periode im Bereich der Wellenlänge liegt, senkrecht zur Polarisationsrichtung erkennbar [5]. Im äußeren Bereich sind zusätzlich Nanoripples zu erkennen, die senkrecht zu den Ripples orientiert sind. Bei der Applikation einer mittleren Fluenz von $3,0 \text{ J/cm}^2$ (Bild 3.2(d)), steigt der Durchmesser des modifizierten Bereichs auf $30 \mu\text{m}$ an

und es sind 3 unterschiedliche Strukturbereiche erkennbar. Der innere Bereich erscheint glatt und weist keine innere Struktur auf. Im äußeren Bereich sind erneut Nanoripples erkennbar. Der Bereich dazwischen weist an einzelnen Stellen Ripples auf. Im Gegensatz zu Bild 3.2(c) sind diese schwächer und nicht durchgehend ausgebildet. Die vier Aufnahmen in Bild 3.2 lassen erkennen, dass sich abhängig von der lokal absorbierten Energie eines Laserpulses unterschiedliche Oberflächenstrukturen ausbilden können.

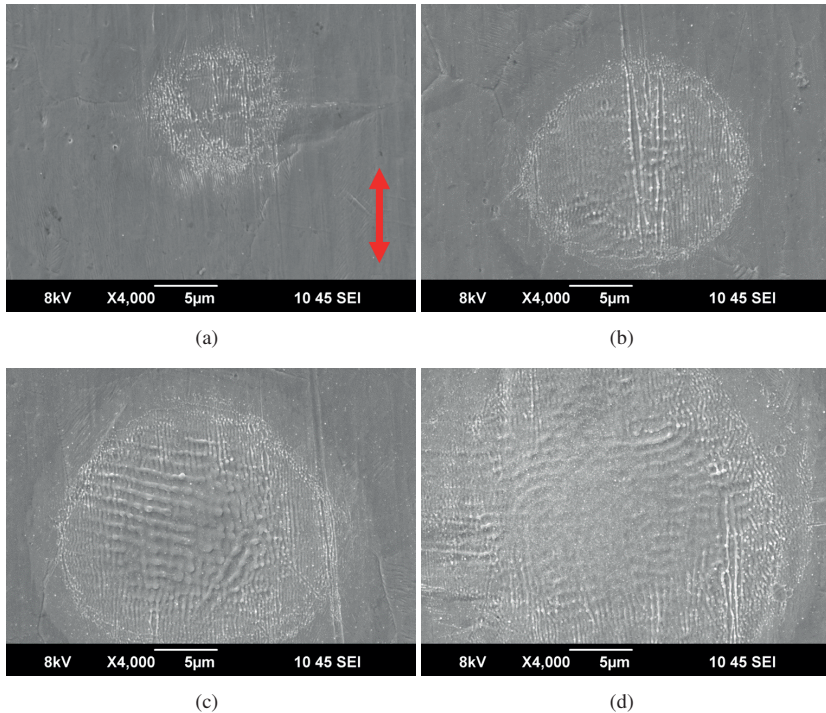


Bild 3.2: Oberflächenmodifikation bei der Einzelpulsbearbeitung von poliertem Edelstahl 1.4404 ($S_a = 0,2 \mu\text{m}$) für eine mittlere Fluenz von (a) $H = 0,2 \text{ J/cm}^2$, (b) $H = 0,5 \text{ J/cm}^2$, (c) $H = 1,0 \text{ J/cm}^2$ und (d) $H = 3,0 \text{ J/cm}^2$. Der rote Doppelpfeil zeigt die Orientierung der Polarisation an. Weitere Laserparameter: $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\tau = 10 \text{ ps}$.

3.3 Prozessemissionen bei der gepulsten Lasermaterialbearbeitung¹

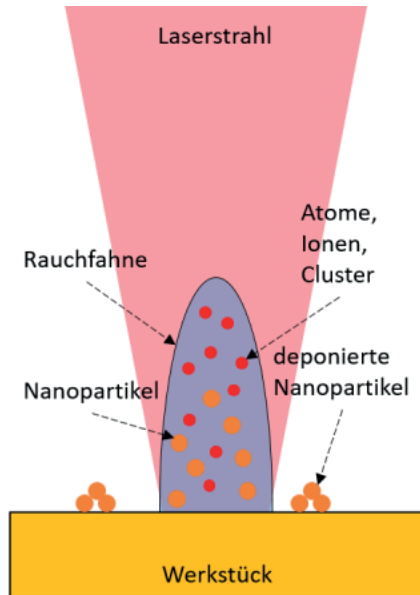


Bild 3.3: Skizze der Prozessemissionen bei der gepulsten Bearbeitung von Stahl, nach [25].

Wenn mittels Laserstrahlung Fluenzen oberhalb der materialspezifischen Abtragschwelle appliziert werden, kommt es zu Materialabtrag und damit zu Prozessemissionen [25]. Für Stahl beträgt diese Schwelle $0,1 \text{ J/cm}^2$ [34–36]. Wie aus Abschnitt 3.1 bekannt, verlässt das abgetragene Material die Prozesszone in unterschiedlichen Formen. Bild 3.3 zeigt diese unterschiedlichen Formen der Prozessemissionen, die bei der Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen auftreten können.

Zur Visualisierung der Prozessemissionen bei der gepulsten Bearbeitung wurde der in Bild 3.4 dargestellte Aufbau realisiert. Zur Materialbearbeitung wurde eine gepulste

¹Die Aufnahme des Prozesses mit einer Hochgeschwindigkeitskamera und zum Teil die Auswertung der entstandenen Aufnahmen, auf denen die Ausführungen in diesem Abschnitt basieren, erfolgten im Rahmen einer vom Autor dieser Dissertationsschrift angeleiteten und betreuten Masterarbeit [37].

Strahlquelle mit variabler Pulsdauer benutzt. Für die im Folgenden vorgestellten Ergebnisse wurden Pulsdauern von 350 fs, 1 ps und 10 ps verwendet. Mit einer dünnen Linse der Brennweite $f = 300$ mm wurde der Laserstrahl auf die Werkstückoberfläche fokussiert. Der Strahldurchmesser auf der Werkstückoberfläche wurde nach [33] ermittelt und betrug $52\text{ }\mu\text{m}$. Als mittlere Fluenz wurde jeweils für jede Pulsdauer $0,95\text{ J/cm}^2$, $4,74\text{ J/cm}^2$ und 45 J/cm^2 appliziert. Bearbeitet wurde Edelstahl 1.4404 mit einer mittleren Rauheit von $S_a = 0,2\text{ }\mu\text{m}$, siehe Bild 2.1(b). Mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera wurden die bei der Einzelpulsbearbeitung von Stahl entstehenden Abtragprodukte aufgenommen. Die Kamera wurde seitlich des Werkstücks positioniert. Die Prozesszone wurde mit einer monochromatischen, inkohärenten Strahlquelle beleuchtet, damit die Partikel als Schatten auf den Aufnahmen sichtbar sind. Die Wellenlänge der Beleuchtungsquelle betrug $690\text{ nm} \pm 2\text{ nm}$. Vor dem Objektiv der Kamera war ein Bandpassfilter für die Wellenlänge $688,2\text{ nm} \pm 4,8\text{ nm}$ angebracht. Mit der verwendeten Kamera können mit einer Aufnahme bis zu vier Einzelbilder in einem zeitlichen Abstand von 2 ns und einer Belichtungszeit von 3 ns erstellt werden.

Zur Charakterisierung der Partikel wurden vier Einzelbilder im Abstand von 60 ns und mit einer Belichtungszeit von jeweils 30 ns aufgenommen, wobei die Aufnahme des ersten Bildes mit dem Zeitpunkt des Auftreffens des Laserpulses übereinstimmt. In Bild 3.5 sind Bilderfolgen für eine Pulsdauer von 350 fs und eine mittlere Fluenz von $0,95\text{ J/cm}^2$ (Bild 3.5(a) bis Bild 3.5(d)), $4,74\text{ J/cm}^2$ (Bild 3.5(e) bis Bild 3.5(h)) und 45 J/cm^2 (Bild 3.5(i) bis Bild 3.5(l)) dargestellt. Die Werkstückoberfläche befindet sich unmittelbar über dem unteren Bildrand. Unmittelbar nach dem Auftreffen des Laserpulses

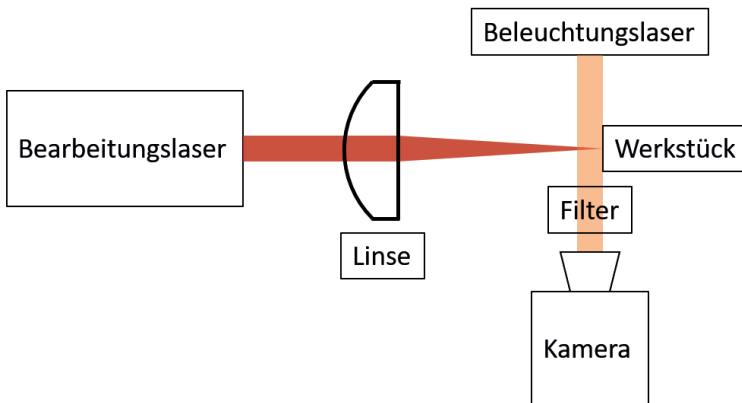


Bild 3.4: Skizzierter Versuchsaufbau zur visuellen Darstellung der Abtragprodukte.

(siehe Bild 3.5(a), Bild 3.5(e) und Bild 3.5(i)) sind die entstandenen Partikel zu nah an der Werkstückoberfläche, als dass sie erkennbar sind. Beträgt der zeitliche Abstand

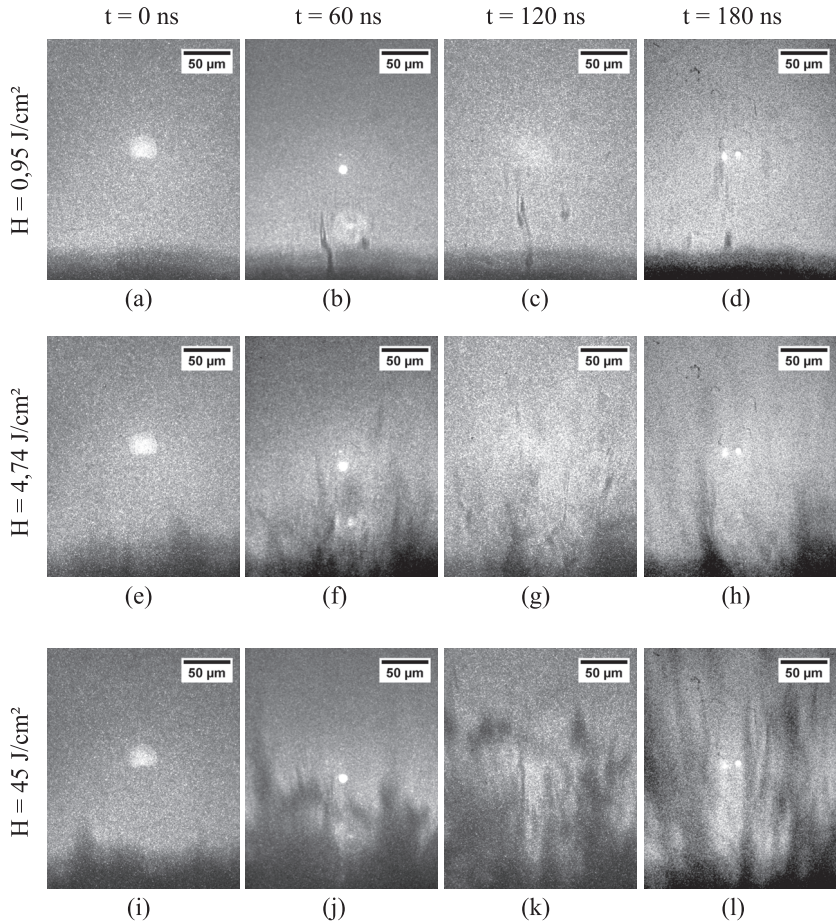


Bild 3.5: Ausbreitung der unmittelbar nach Pulsauftritt entstandenen Partikel für eine mittlere Fluenz $H = 0,95 \text{ J/cm}^2$ (a-d), $H = 4,74 \text{ J/cm}^2$ (e-h) und $H = 45 \text{ J/cm}^2$ (i-l). Der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen beträgt 60 ns und die Belichtungszeit jedes Bildes beträgt 30 ns . Beginn der Aufnahme war 0 ns (a, e, i), 60 ns (b, f, j), 120 ns (c, g, k) und 180 ns (d, h, l) nach Auftreffen des Laserpulses. Laserparameter: $\lambda = 800 \text{ nm}$, $\tau = 350 \text{ fs}$.

zum Auftreffen des Laserpulses 60 ns bis 90 ns, befinden sich die Partikel bis zu $120\ \mu\text{m}$ (siehe Bild 3.5(j)) oberhalb der Werkstückoberfläche, was auf Partikelgeschwindigkei-

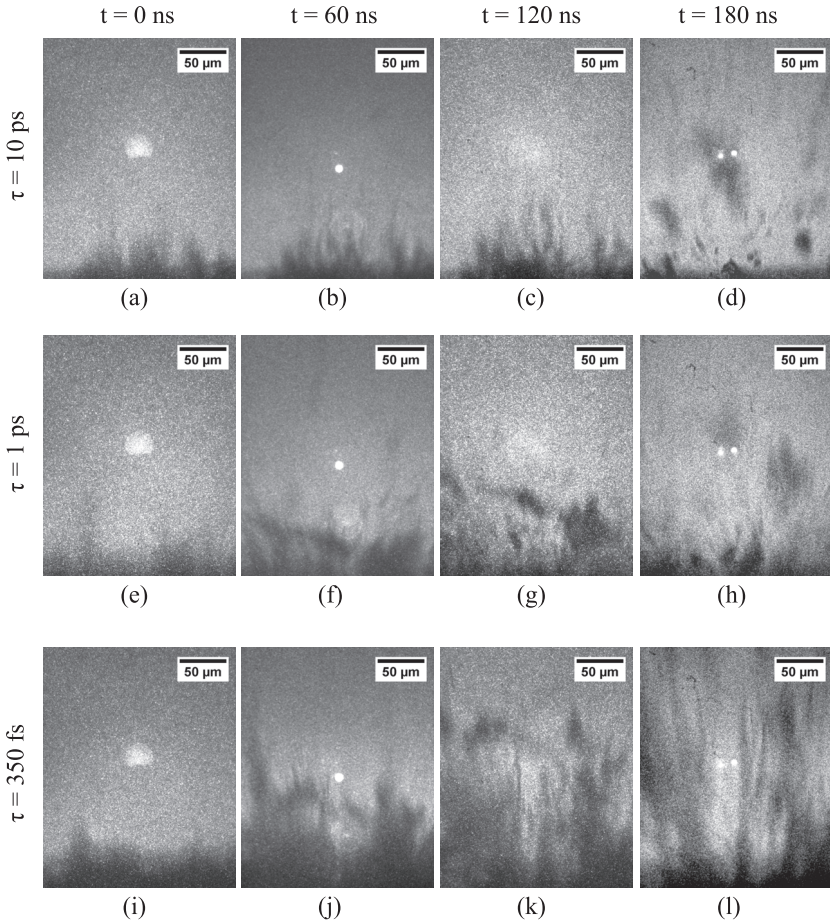


Bild 3.6: Ausbreitung der unmittelbar nach Pulsauftritt entstandenen Partikel für eine Pulsdauer $\tau = 10\ \text{ps}$ (a-d), $\tau = 1\ \text{ps}$ (e-h) und $\tau = 350\ \text{fs}$ (i-l). Der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen beträgt 60 ns und die Belichtungszeit jedes Bildes beträgt 30 ns. Beginn der Aufnahme war 0 ns (a, e, i), 60 ns (b, f, j), 120 ns (c, g, k) und 180 ns (d, h, l) nach Auftreffen des Laserpulses. Laserparameter: $\lambda = 800\ \text{nm}$, $H = 45\ \text{J}/\text{cm}^2$.

ten von über 1000 m/s hindeutet. Mit steigender Fluenz steigt neben der Partikelanzahl auch die Partikelgröße an (siehe Bild 3.5(b), Bild 3.5(f) und Bild 3.5(j)). Im weiteren zeitlichen Verlauf bewegen sich die Partikel weiter weg von der Werkstückoberfläche. Da es sich um Schattenaufnahmen handelt, ergibt sich für schnelle Partikel eine fadenförmige Form in den Aufnahmen. Über die tatsächliche Geometrie kann für schnelle Partikel daher keine zuverlässige Aussage getroffen werden. Für alle applizierten Fluenzen weisen die entstandenen Partikel eine vorherrschende Bewegung senkrecht zur Werkstückoberfläche auf.

In Bild 3.6 sind Bilderfolgen für eine mittlere Fluenz von 45 J/cm^2 und eine Pulsdauer von 10 ps (Bild 3.6(a) bis Bild 3.6(d)), 1 ps (Bild 3.6(e) bis Bild 3.6(h)) und 350 fs (Bild 3.6(i) bis Bild 3.6(l)) dargestellt. Die Kameraeinstellungen sind identisch wie für die Aufnahmen in Bild 3.5. Für eine Pulsdauer von 10 ps und 1 ps ist das Abtragverhalten sehr ähnlich. Beide Pulsdauern liegen über der Elektron-Phonon-Relaxationszeit und nach [38] ist die Abtrageffizienz für diese beiden Pulsdauern ebenfalls ähnlich. Wie aus Bild 3.6 hervorgeht, weisen die Partikel, die beim Prozess mit beiden Pulsdauern jeweils entstehen, ebenfalls sehr ähnliche Eigenschaften auf. Das Abtragverhalten für eine Pulsdauer von 350 fs unterscheidet sich hingegen. Es entstehen mehr Partikel beim Prozess und deren Geschwindigkeit ist höher. Während für Pulsdauern, die länger als die Elektron-Phonon-Relaxationszeit sind, einzelne Partikel identifizierbar sind, bewegen sich für eine Pulsdauer, die kürzer als die Elektron-Phonon-Relaxationszeit ist, teilweise zusammenhängende Cluster von Partikeln von der Prozesszone weg. Experimentell wurden höhere Abtrageffizienzen für Pulsdauern unterhalb der Elektron-Phonon-Relaxationszeit bereits nachgewiesen [38].

3.4 Abschirmungseffekte²

Die beim Abtrag entstehenden Prozessemissionen können den Abtragprozess des folgenden Laserpulses beeinflussen, wenn der zeitliche Abstand zwischen den Pulsen zu gering ist, damit die Prozessemissionen in ausreichender Menge aus der Prozesszone abströmen. Typischerweise liegt der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen in einem Pulszug bei der Beobachtung dieses Effekts im Piko- bzw. Nanosekundenbereich. Dies entspricht Pulsrepetitionsraten innerhalb eines Pulszugs von mehreren Hundert MHz bis mehreren GHz. Für verschiedene Metalle wurden Abschirmungseffekte simulativ bereits erfolgreich nachgewiesen [40–42]. Weiterhin zeigen die Simulationen, dass bereits

²Ein Großteil der Ergebnisse, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden, wurde vom Autor dieser Dissertationsschrift als Co-Autor bereits veröffentlicht [39].

abgetragenes Material durch die Applikation eines zweiten Pulses auf der Werkstückoberfläche redeponiert werden kann [41]. Der Abtrag mit einem Pulszug bestehend aus zwei Pulsen, jeweils mit einer mittleren Fluenz F_0 , kann folglich niedriger sein als der Abtrag eines Einzelpulses mit der gleichen Fluenz F_0 . Experimentell wurde dies bei der Bearbeitung von Kupfer [41, 43, 44], Nickel [45], Silber [46] und Stahl [44, 47] mit Pulszügen nachgewiesen.

Mit einem geeigneten Versuchsaufbau und einer Hochgeschwindigkeitskamera konnten Abschirmungseffekte und Materialredeposition für die Bearbeitung von Kupfer mit Pulszügen bestehend aus zwei bzw. drei Pulsen nachgewiesen und mit dem Abtragverhalten von Einzelpulsen verglichen werden [39]. Der zeitliche Abstand zwischen den Pulsen war 12 ns. Für Stahl wurde gezeigt, dass keine Abschirmungseffekte auftreten, wenn der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen in einem Pulszug größer ist als 100 ns [48]. Dies entspricht einer Pulsrepetitionsrate von 10 MHz. Da im Rahmen dieser Dissertationsschrift die Pulsrepetitionsrate stets niedriger als 1 MHz war, kann davon ausgegangen werden, dass keine Abschirmungseffekte während der Bearbeitung aufgetreten sind.

3.5 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse zeigen den Einfluss der eingestrahnten Fluenz auf. Neben der Entstehung unterschiedlicher Oberflächenstrukturen für verschiedene Fluenzen hat die Fluenz einen wesentlichen Einfluss auf die beim Prozess entstehenden Emissionen. Abschirmungseffekte auf Grund dieser Prozessemissionen können verhindert werden, indem die Pulsrepetitionsrate geeignet eingestellt wird. Die beim Prozess entstehenden Partikel müssen aus der Prozesszone evakuiert werden, um eine homogene Materialbearbeitung zu gewährleisten. Der Einfluss redeponierter Partikel auf die Funktionalität einer Oberfläche wird in Abschnitt 6.2 vorgestellt.

4 Bearbeitung von Stahl mit Pulsüberlapp¹

Da mit einem einzelnen Laserpuls pro Ort in den seltensten Fällen das angestrebte Prozessziel erreicht wird, müssen mehrere Pulse an jedem Ort der zu bearbeitenden Fläche appliziert werden. Wird an einem Ort zu viel Energie pro Zeit eingebracht, kann die Oberflächentemperatur ein kritisches Maß, z.B. die Schmelztemperatur, während der Dauer der Bearbeitung überschreiten. Mit Hilfe der Theorie der Wärmeakkumulation [50] lässt sich der Temperaturanstieg während der Bearbeitung qualitativ gut beschreiben.

Zur Bearbeitung von Flächen werden unter anderem Galvanometer-Scanner mit hochdynamischen Drehantrieben benutzt. Die gängigste Prozessstrategie sowie alle Wärmeakkumulationseffekte werden in Abschnitt 4.1 vorgestellt.

Während der Bearbeitung ändert sich mit jedem Puls die Oberflächengeometrie und damit auch der Einkoppelgrad. Der Absorptionsgrad unterschiedlicher Oberflächenstrukturen wird in Abschnitt 4.2 behandelt.

Das analytische Modell zur Berechnung der Temperaturänderung während der Bearbeitung wird in Abschnitt 4.3 vorgestellt. Neben der Vorstellung des existierenden analytischen Modells zur Berechnung der Temperaturänderung während einer Überfahrt ist in Abschnitt 4.3 die Modellerweiterung zur Berechnung der Temperaturänderung für Mehrfachüberfahrten zu finden. Die Modellerweiterung wurde experimentell validiert. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen und der Vergleich zum Modell sind in Abschnitt 4.4 zu finden.

4.1 Prozessstrategie für die Bearbeitung von Flächen

Wenn der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen, die an derselben Stelle auftreten, für das Material nicht ausreicht, um die Wärme aus der Prozesszone abzuführen, tritt Wärmeakkumulation auf [50]. Der dadurch entstehende Temperaturanstieg kann schließlich

¹Ein Großteil der Ergebnisse, die in diesem Kapitel vorgestellt werden, wurden vom Autor dieser Dissertationsschrift bereits veröffentlicht [49].

dazu führen, dass die Temperatur des Werkstücks eine kritische Temperatur, z.B. die Schmelztemperatur, überschreitet. Das Auftreten von Wärmeakkumulation kann folglich eine reale Prozessgrenze darstellen [51, 52]. Bei der Bearbeitung mit einem gepulsten Laser wird die Wärmeakkumulation von Puls zu Puls (WPP) durch die Anzahl an Pulsen pro Ort $N_{ppo} = d_s \cdot f / v$ bestimmt, wobei d_s der Strahldurchmesser auf der Werkstückoberfläche, f die Pulsrepetitionsrate und v die Vorschubgeschwindigkeit ist.

In vielen Prozessen, z.B. der Oberflächenstrukturierung, wird das Werkstück entlang parallel angeordneter Pfade bearbeitet [53–55], wie in Bild 4.1(a) beispielhaft skizziert. Die durchgezogenen roten Pfeile stellen den Weg der Mitte des Laserstrahls während der Bearbeitung der Oberfläche dar und die gestrichelten roten Linien zeigen die Positionierung des Laserstrahls zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bearbeitungslinien an. Während dieses Repositionierungsschrittes ist der Laser ausgeschaltet. Die Länge der Verarbeitungslinien ist p und der Abstand zwischen den benachbarten Linien ist d_p . Eine alternative Scanstrategie mit kürzeren Repositionierwegen und wechselnder Vorschubrichtung benachbarter Bearbeitungslinien wird in [49] detailliert beschrieben. Ist der Pfadabstand d_p benachbarter Linien kleiner als der Fokusbereich d_s , wird jeder Punkt innerhalb des bearbeiteten Bereichs mehrfach abgetastet. Dies ist in Bild 4.1(b)

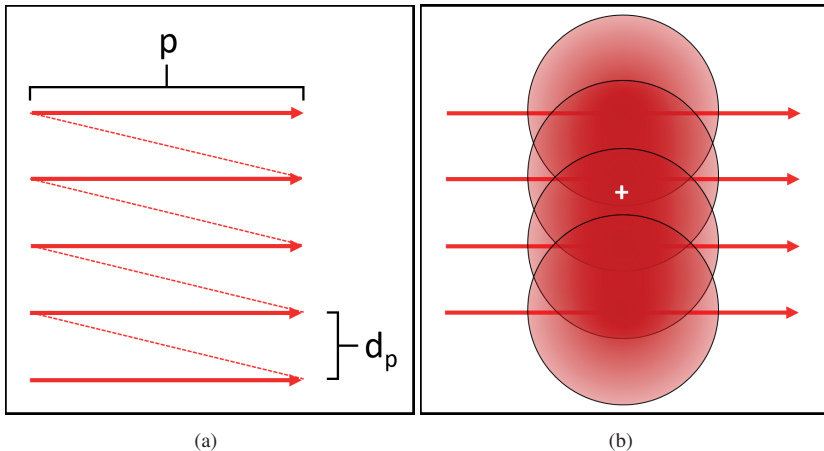


Bild 4.1: Schematische Darstellung (a) einer typischen Scanstrategie paralleler Bearbeitungslinien der Länge p mit Abstand d_p und (b) der mehrfachen Wechselwirkungen des Laserstrahls (gekennzeichnet durch die roten Kreise) mit einem bestimmten Punkt an der Oberfläche (weißes Kreuz).

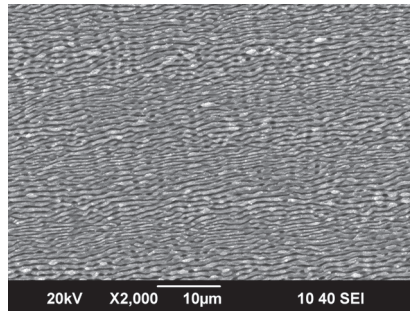
an Hand eines Beispiels dargestellt, das für jeden Bearbeitungspfad repräsentativ einen Puls zeigt, damit die mehrfachen Wechselwirkungen mit einem gegebenen Punkt (weißes Kreuz) illustriert sind. Daraus ergibt sich eine Anzahl $N_{DG} = d_s/d_p$ an Durchgängen des Laserstrahls an einem Punkt, die die Wärmeakkumulation von Durchgang zu Durchgang verursacht (WDD). Eine Überfahrt besteht aus M Pfaden im Abstand d_p . Wenn beispielsweise eine gewisse Abtragtiefe erreicht werden soll, werden mehrere Überfahrten durchgeführt. Ausgehend vom geforderten Prozessergebnis ergibt sich eine Anzahl k an Überfahrten, die die Wärmeakkumulation von Überfahrt zu Überfahrt (WÜÜ) verursacht.

4.2 Absorption strukturierter Oberflächen

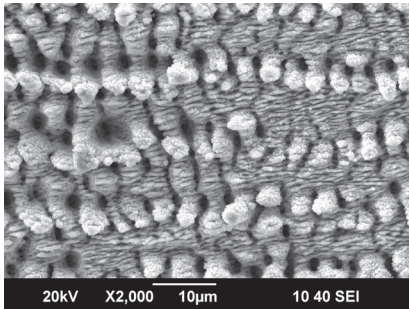
Der Absorptionsgrad hängt neben den Materialparametern auch von der Oberflächen-topographie ab [24]. Laserinduzierte Oberflächenstrukturen können den Einkoppelgrad im Vergleich zu einer polierten Oberfläche signifikant steigern [56]. Da, wie aus Abschnitt 3.2 bekannt, mit jedem Puls die Oberflächentopographie verändert werden kann und für das Modell für die Wärmeakkumulation der Einkoppelgrad des Werkstücks benötigt wird, wurde der Einkoppelgrad unterschiedlicher Oberflächenstrukturen mit dem in Abschnitt 2.3 beschriebenen Kalorimetrie-Aufbau bestimmt. Dazu wurden mit einem Laser unterschiedliche Oberflächenstrukturen (Ripples, Bumps, Mikrolöcher) hergestellt. Es wurden Quadrate mit einer Kantenlänge von 10 mm strukturiert [16]. Für die Bearbeitung wurde die in Bild 4.1 dargestellte Prozessstrategie genutzt. Hierbei betrug der Strahldurchmesser auf dem Werkstück $d_s = 20 \mu\text{m}$ und der Pfadabstand betrug $d_p = 10 \mu\text{m}$, was in zwei Durchgängen pro Ort resultierte. Zur Realisierung der verschiedenen Strukturtypen wurden unterschiedliche mittlere Fluenzen ($H = 0,5 \text{ J/cm}^2$ für Ripples, $H = 1,0 \text{ J/cm}^2$ für Bumps und $H = 5,0 \text{ J/cm}^2$ für Mikrolöcher) und Pulsrepetitionsraten ($f = 200 \text{ kHz}$ für Ripples, $f = 333 \text{ kHz}$ für Bumps und $f = 1000 \text{ kHz}$ für Mikrolöcher) benutzt. In Bild 4.2 sind die Oberflächenstrukturen, resultierend aus den jeweiligen Prozessen, dargestellt.

Zur Bestimmung des Einkoppelgrads η_{abs} wurde die strukturierte Fläche 30 s lang mit einem defokussierten und linear polarisierten Strahl des Lasers bestrahlt. Die mittlere Leistung des Laserstrahls wurde so gewählt, dass eine Temperaturerhöhung von mindestens 8 K resultierte, um eine zuverlässige Bestimmung des Einkoppelgrads zu gewährleisten, siehe Abschnitt 2.3. In Tabelle 4.1 ist der auf diese Weise bestimmte Einkoppelgrad für eine polierte Oberfläche und für alle in Bild 4.2 dargestellten Oberflächenstrukturen aufgelistet. Die Orientierung der Polarisation des Laserstrahls wurde be-

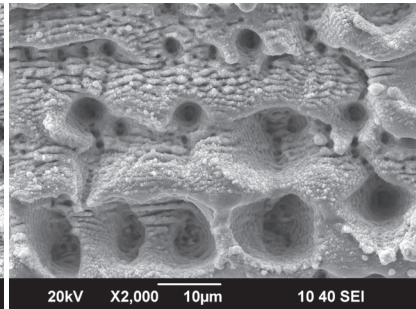
zogen auf die Orientierung der Ripples variiert. Zum einen wurden die strukturierten Flächen so orientiert, dass die Polarisation des Laserstrahls senkrecht zu den entstandenen Ripples angeordnet war. Da Ripples senkrecht zur Polarisation entstehen, spiegelt dieser Fall die Bedingungen während des Bearbeitungsprozesses wider. Zum anderen wurden die strukturierte Flächen so orientiert, dass die Polarisation des Laserstrahls parallel zu den entstandenen Ripples angeordnet war. Wie aus Tabelle 4.1 ersichtlich ist, weisen alle Oberflächen für diesen Fall einen niedrigeren Einkoppelgrad auf. Für den Fall der mit Ripples strukturierten Oberfläche beträgt der Unterschied des gemessenen



(a)



(b)



(c)

Bild 4.2: Laserinduzierte periodische Oberflächenstrukturen auf poliertem Edelstahl 1.4404 ($S_a = 0,2 \mu\text{m}$) bearbeitet mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$, einer Pulsdauer von $\tau = 10 \text{ ps}$, einem Strahldurchmesser auf dem Werkstück von $d_s = 20 \mu\text{m}$, einem Pfadabstand von $d_p = 10 \mu\text{m}$ und einer Überfahrt. Weitere Laserparameter: (a) $f = 200 \text{ kHz}$, $H = 0,5 \text{ J/cm}^2$; (b) $f = 333 \text{ kHz}$, $H = 1,0 \text{ J/cm}^2$; (c) $f = 1000 \text{ kHz}$, $H = 5,0 \text{ J/cm}^2$.

Tabelle 4.1: Einkoppelgrad η_{abs} unterschiedlicher laserinduzierter periodischer Oberflächenstrukturen auf poliertem ($S_a = 0,2\mu\text{m}$) Edelstahl 1.4404. Die Orientierung des linear polarisierten Strahls war entweder senkrecht zu den Ripples, wie es während der Bearbeitung selbst der Fall ist, oder senkrecht dazu.

| Zugehöriges Bild | Oberflächenstruktur | Polarisation | η_{abs} |
|------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| unbearbeitet | poliert | - | $(27,2 \pm 1,7) \%$ |
| 4.2(a) | Ripples | \perp Ripples | $(69,4 \pm 2,3) \%$ |
| 4.2(a) | Ripples | \parallel Ripples | $(55,9 \pm 1,7) \%$ |
| 4.2(b) | Bumps | \perp Ripples | $(85,4 \pm 2,2) \%$ |
| 4.2(b) | Bumps | \parallel Ripples | $(82,1 \pm 1,4) \%$ |
| 4.2(c) | Mikrolöcher | \perp Ripples | $(80,8 \pm 1,9) \%$ |
| 4.2(c) | Mikrolöcher | \parallel Ripples | $(77,2 \pm 1,2) \%$ |

Einkoppelgrads 14 %. Da für beide Fälle von der gleichen Anzahl an Mehrfachreflektionen ausgegangen werden kann, kann dieses Verhalten auf die sich unterscheidenden Absorptionseigenschaften von s- und p-polarisiertem Licht an den zur Einfallsrichtung des Lichts schrägen Oberflächen zurückgeführt werden [1]. Bei den rauen Oberflächen, die mit Bumps oder Mikrolöchern strukturiert wurden, ist der Unterschied zwischen beiden Fällen geringer bzw. liegt innerhalb der Messunsicherheiten. Dieses Verhalten kann auf ein höheres Maß an Radialsymmetrie der rauerer Strukturen zurückgeführt werden. Zur Einfallsrichtung des Lichts weisen Ripples schräge Oberflächen in eine Raumrichtung auf, wohingegen Bumps und Mikrolöcher dieses Verhalten in alle Raumrichtungen aufweisen [56].

4.3 Analytisches Modell für die Wärmeakkumulation

Für die nachfolgend diskutierten experimentellen Untersuchungen zur Validierung des Modells für die Wärmeakkumulation wurde ein Eigenbaulaser ($\lambda = 1030 \text{ nm}$, $\tau = 8 \text{ ps}$, $f_{\text{Laser}} = 300 \text{ kHz}$ und $E_p = 1,4 \text{ mJ}$) des IFSW benutzt [57]. Zwischen zwei Pulsen entspricht die thermische Diffusionslänge $l_{\text{diff}} = (4 \cdot \kappa / f)^{0,5} = 7,11 \text{ } \mu\text{m}$ [1]. Da die Diffusionslänge zwischen zwei Pulsen im Vergleich zum verwendeten Strahldurchmesser $d_s = 500 \text{ } \mu\text{m}$ klein ist, kann 1-dimensionaler Wärmestrom für die Zeit zwischen zwei Pulsen angenommen werden [1]. Bei einer größeren Anzahl an Pulsen pro Ort $N_{\text{ppo}} = d_s \cdot f / v$ entlang eines einzelnen Pfades ändert sich die thermische Diffusionslänge zu $l_{\text{diff}} = (4 \cdot \kappa \cdot N_{\text{ppo}} / f)^{0,5} = (4 \cdot \kappa \cdot d_s / v)^{0,5}$ [58]. Für $d_s = 500 \text{ } \mu\text{m}$ ist die eindimensionale Näherung des Wärmestroms anwendbar, wenn die Vorschubgeschwindigkeit deutlich über $0,03 \text{ m/s}$ liegt. Wenn die Bearbeitung einer Fläche, wie in Bild 4.1 dargestellt, betrachtet wird, ist die relevante thermische Diffusionslänge (bei sofortiger Reposition zwischen den Pfaden) $l_{\text{diff}} = (4 \cdot \kappa \cdot m \cdot d_p / v)^{0,5}$, wobei $m = 160$ die Anzahl der benutzten Bearbeitungspfade ist. Die thermische Diffusionslänge ist kleiner als die Breite $b = 10 \text{ mm}$ des bearbeiteten Quadrats, solange die Vorschubgeschwindigkeit $0,24 \text{ m/s}$ überschreitet. Da die niedrigste Vorschubgeschwindigkeit für die zugehörigen experimentellen Untersuchungen 1 m/s betrug, kann für alle verwendeten Laserparameter eindimensionaler Wärmestrom angenommen werden.

Die Wärmeakkumulation während der gepulsten Materialbearbeitung wurde schon weitreichend untersucht [36, 50, 51, 55, 58–60]. Jeder einzelne Laserpuls trägt zur Temperaturerhöhung des Werkstücks bei. Der absorbierte Anteil der Pulsenergie E_p wird durch den Einkoppelgrad η_{abs} bestimmt, der vom Material (Absorptionskoeffizient) und der Topographie der Prozesszone (Mehrfachreflexionen) abhängt. Ein Teil der absorbierten Energie $\eta_{\text{abs}} \cdot E_p$ wird für den eigentlichen Materialabtrag und - wie aus Abschnitt 3.3 bekannt - für die kinetische Energie der Abtragprodukte aufgebracht, während ein anderer Teil η_{heat} der absorbierten Pulsenergie im Bauteil als sogenannte Residuumswärme zurückbleibt. Die Residuumswärme, die jeder Laserpuls im Werkstück verursacht, kann durch $Q = \eta_{\text{heat}} \cdot \eta_{\text{abs}} \cdot E_p$ beschrieben werden. Die Materialeigenschaften, die Oberflächentopographie und die Oberflächentemperatur haben Einfluss auf η_{abs} und η_{heat} [22, 24, 61, 62]. Der Einkoppelgrad einer polierten ($S_a = 0,2 \text{ } \mu\text{m}$) Oberfläche des Edelstahl 1.4404 beträgt 27 %, siehe Abschnitt 2.3. Die Ergebnisse zur Bestimmung des Absorptionsgrads unterschiedlicher laserinduzierter Oberflächenstrukturen sind in Abschnitt 4.2 zu finden. Eine Oberfläche des Edelstahl 1.4404, die mit Ripples strukturiert ist, absorbiert 69 % des einfallenden Lichts mit einer Wellenlänge von 1064 nm . Für die im Folgenden vorgestellten Untersuchungen wurde stets ein Pfadab-

stand gewählt, der in mindestens 4 Durchgängen pro Ort resultiert. Bereits nach dem ersten Durchgang kann die Entstehung von laserinduzierten Oberflächenstrukturen angenommen werden. Für die Berechnungen wurde $\eta_{\text{abs}} = 0,55$ benutzt, da der Laserstrahl ab dem zweiten Durchgang einer Überfahrt stets auf eine mindestens partiell strukturierte Oberfläche auftrifft. Für die Residuumswärme wurde $\eta_{\text{heat}} = 0,38$ aus [55] verwendet.

4.3.1 Wärmeakkumulation von Puls zu Puls

Die durch den Wärmestrom in das Material verursachte Temperatursteigerung ist abhängig von der eingebrachten Energie in Form von Wärme und den Materialeigenschaften Dichte ρ , spezifische Wärmekapazität c_p und Temperaturleitfähigkeit κ des bearbeiteten Werkstücks. Die grundlegenden Gleichungen zur Beschreibung der Wärmeakkumulation zwischen aufeinanderfolgenden Wärmeeinträgen wurden in [50] zusammen mit einer detaillierten Diskussion der notwendigen Annahmen hergeleitet. Für eindimensio-

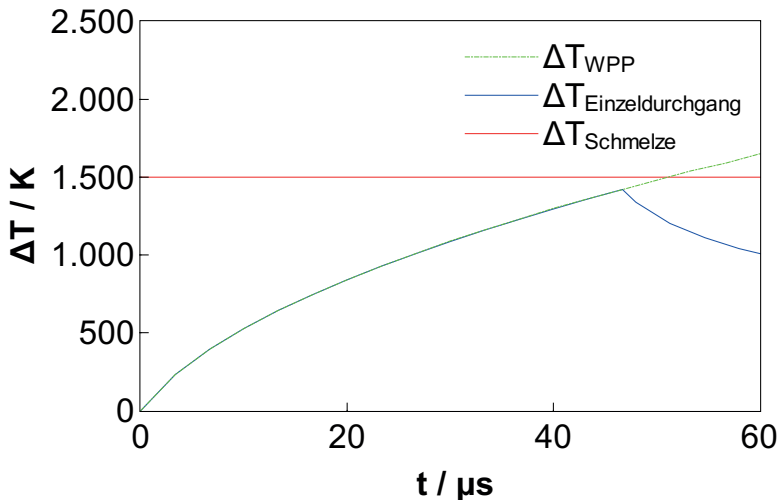


Bild 4.3: Beispiel für den Temperaturanstieg ΔT durch Wärmeakkumulation von Puls zu Puls an einem bestimmten Punkt auf der Oberfläche einer CrNi-Stahlprobe als Funktion der Zeit t . Laserparameter: $\eta_{\text{abs}} = 0,55$, $\eta_{\text{heat}} = 0,38$, $\rho = 8000 \text{ kg/m}^3$, $c_p = 500 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$, $\kappa = 3,75 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $E_p = 175 \text{ } \mu\text{J}$, $f = 300 \text{ kHz}$, $d_s = 90 \text{ } \mu\text{m}$, $v = 2,0 \text{ m/s}$.

nale Wärmeleitung kann die zeitliche Entwicklung des durch Wärmeakkumulation von Puls zu Puls verursachten Temperaturanstiegs ΔT_{WPP} auf der bearbeiteten Oberfläche des Werkstücks kurz vor Eintreffen des nachfolgenden Laserpulses nach [58] mit

$$\Delta T_{\text{WPP}}(t) = \frac{8 \cdot \eta_{\text{heat}} \cdot \eta_{\text{abs}} \cdot E_{\text{p}} \cdot \sqrt{f}}{\pi \cdot d_{\text{s}}^2} \cdot \frac{1}{\rho \cdot c_{\text{p}} \cdot \sqrt{4 \cdot \pi \cdot \kappa}} \cdot \left(2 \cdot \sqrt{f \cdot t} - 1,46 \right), \quad (4.1)$$

angenähert werden, wobei $t > 0$ die Prozesszeit angibt. Der erste Term beschreibt den Energieeintrag ins Material in Form der Residuumswärme, der zweite Term beschreibt die Materialeigenschaften und der letzte Term bestimmt die zeitliche Entwicklung der Temperaturänderung. Die gestrichelte grüne Linie in Bild 4.3 zeigt den berechneten Temperaturanstieg bei der stationären Bearbeitung von Edelstahl 1.4404 (Materialeigenschaften siehe Abschnitt 2.1) bei der Bearbeitung mit $E_{\text{p}} = 175 \mu\text{J}$ und $f = 300 \text{ kHz}$, $d_{\text{s}} = 90 \mu\text{m}$. Die rote Linie stellt die Temperaturerhöhung dar, die notwendig ist, um bei einer Anfangstemperatur von 22°C die Schmelztemperatur zu erreichen. Wird der Laserstrahl mit einer Geschwindigkeit von $v = 2,0 \text{ m/s}$ über das Werkstück bewegt, endet die Bestrahlung im betrachteten Punkt auf der Oberfläche nach der Zeit $t_{\text{be}} = d_{\text{s}}/v = 45 \mu\text{s}$.

Um die negative Temperaturänderung nach Ablauf der Bestrahlungszeit t_{be} zu berücksichtigen, kann nach [63] Gleichung 4.1 durch Hinzufügen einer identischen negativen Wärmequelle für die Zeit $t > t_{\text{be}} = d_{\text{s}}/v$ erweitert werden. Aus Gleichung 4.1 ergibt sich somit

$$\Delta T_{\text{Einzeldurchgang}}(t) = \Delta T_{\text{WPP}}(t) - \Theta(t - t_{\text{be}}) \cdot \Delta T_{\text{WPP}}(t - t_{\text{be}}), \quad (4.2)$$

wobei Θ die Heaviside-Funktion ist. Für das obige Beispiel ist die Lösung von Gleichung 4.2 durch die blaue Linie in Bild 4.3 dargestellt. Für $t < t_{\text{be}}$ ist Gleichung 4.2 identisch mit Gleichung 4.1. Für $t \geq t_{\text{be}}$ wird der betrachtete Punkt auf der Oberfläche nicht mehr erwärmt und die durch den Wärmestrom in das Werkstück verursachte Abkühlung an der Werkstückoberfläche führt zu einer allmählich abnehmenden Temperatur, wie die blaue Linie in Bild 4.3 zeigt.

4.3.2 Wärmeakkumulation von Durchgang zu Durchgang

Basierend auf Gleichung 4.2 kann die Temperaturentwicklung während eines Prozesses mit mehreren Durchgängen N_{DG} des Laserstrahls über ein und denselben Punkt (WDD) leicht ausgedrückt werden durch

$$\Delta T_{\text{WDD}}(t) = \sum_{N=1}^{N_{\text{DG}}} \Delta T_{\text{Einzeldurchgang}}(t - (N-1) \cdot t_{\text{DG}}), \quad (4.3)$$

wobei $N \in \mathbb{N}$ ist und t_{DG} die Zeit ist, die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Durchgängen des Laserstrahls über denselben Punkt vergeht. Bei der in Bild 4.1(a) skizzierten Prozessstrategie beträgt die Zeit zwischen aufeinanderfolgenden Durchgängen über einen bestimmten Punkt $t_{\text{DG}} = p/v + (p^2 + d_p^2)^{0.5}/v_{\text{pos}}$, wobei v_{pos} die Vorschubgeschwindigkeit beim Repositionieren (gestrichelte Linien in Bild 4.1(a)) ist. Falls $v \ll v_{\text{pos}}$ gilt, kann der zweite Term vernachlässigt werden.

4.3.3 Wärmeakkumulation von Überfahrt zu Überfahrt

Der Einfachheit halber wird davon ausgegangen, dass jede Überfahrt mit der gleichen Scanstrategie, also ohne Rotation des Scanmusters, mit der gleichen Vorschubgeschwindigkeit des Laserstrahls auf der Werkstückoberfläche und mit den gleichen Laserparametern durchgeführt wird. Wenn t_{DG} und die Anzahl der Pfade m einer einzelnen Überfahrt bekannt sind, ist das Zeitintervall zwischen zwei Überfahrten $t_{\text{ÜF}} = m \cdot t_{\text{DG}}$. Für die in Bild 4.1(a) dargestellte Prozessstrategie kann die Temperaturänderung $\Delta T_{\text{WÜÜ}}$ während der Bearbeitung von Überfahrt zu Überfahrt mit

$$\Delta T_{\text{WÜÜ}}(t) = \sum_{K=1}^k \sum_{N=1}^{N_{\text{DG}}} \Delta T_{\text{Einzeldurchgang}}(t - [(K-1) \cdot t_{\text{ÜF}} + (N-1) \cdot t_{\text{DG}}]), \quad (4.4)$$

beschrieben werden, wobei $K, N \in \mathbb{N}$ ist.

4.4 Experimentelle Validierung

Wenn die akkumulierte Wärme zu einer Temperatur von mindestens $T_{\text{Bumps}} = 607\text{ °C}$ führt, ist die bearbeitete Oberfläche des Edelstahls 1.4301 mit Bumps bedeckt [55]. Wenn die akkumulierte Wärme zu einer Oberflächentemperatur führt, die über der materialspezifischen Schmelztemperatur $T_{\text{Schmelze}} = 1500\text{ °C}$ liegt, kann eine Oberflächenstruktur erwartet werden, die maßgeblich von Schmelze geformt wurde. Beide Übergänge wurden experimentell mit poliertem ($S_a = 0,2\text{ }\mu\text{m}$) Edelstahl 1.4404 mit einer Dicke von 2 mm untersucht. Das Werkstück wurde auf einem flachen Stahlblock ($70 \times 100 \times 10\text{ mm}^3$) montiert, der als Kühlkörper diente. Die laserbearbeiteten Oberflächen wurden mittels REM und Weißlichtinterferometer untersucht. Der defokussierte Laserstrahl hatte einen Durchmesser von $d_s = 500\text{ }\mu\text{m}$ auf der Werkstückoberfläche, was zu einer mittleren Fluenz von $H = 0,71\text{ J/cm}^2$ führte. Das Bearbeitungsmuster bestand aus 160 parallel angeordneten Linien (siehe Bild 4.1(a)) mit einer Länge von $p = 10\text{ mm}$. Der Pfadabstand d_p betrug entweder $62,5\text{ }\mu\text{m}$ oder $125\text{ }\mu\text{m}$, was zu $N_{\text{DG}} = 8$ bzw. $N_{\text{DG}} = 4$ führte. Da die Experimente bei Raumtemperatur stattfanden, betrug die zum Erreichen von T_{Bumps} erforderliche Temperaturerhöhung $\Delta T_{\text{Bumps}} = 585\text{ K}$ und die Temperaturerhöhung, bei der T_{Schmelze} überschritten wurde, $\Delta T_{\text{Schmelze}} = 1478\text{ K}$. Welche der beiden Temperaturen eine Prozessgrenze darstellt, hängt von der Anwendung und dem gewünschten Bearbeitungsergebnis ab. Die angewandte mittlere Fluenz liegt deutlich über der Ablationsschwelle von $0,1\text{ J/cm}^2$ bei Edelstahl [34,35,64]. Die Vorschubgeschwindigkeiten wurden so angepasst, dass die maximalen Oberflächentemperaturen sowohl unterhalb als auch oberhalb der Temperaturen T_{Bumps} und T_{Schmelze} bei der Bearbeitung einer einzelnen Überfahrt liegen. Der Übergang bei T_{Bumps} wurde zusätzlich mit Mehrfachüberfahrten untersucht, um den Einfluss des wechselnden Einkoppelgrads bei der Bearbeitung zu identifizieren.

4.4.1 Einzelüberfahrt

4.4.1.1 Berechnungen

Der Temperaturanstieg verursacht durch Wärmeakkumulation von Puls zu Puls und von Durchgang zu Durchgang während einer Einzelüberfahrt wurde mit Gleichung 4.3 unter Verwendung der aus Abschnitt 2.1 bekannten Materialeigenschaften berechnet. Zur Validierung des Modells wurden die Vorschubgeschwindigkeiten 1 m/s , 5 m/s , 10 m/s und 20 m/s verwendet. Bild 4.4 zeigt den erwarteten Temperaturanstieg für die genannten Parameter. Da der Pfadabstand $62,5\text{ }\mu\text{m}$ ($N_{\text{DG}} = 8$) betrug, erreicht der Temperaturanstieg in Bild 4.4 acht lokale Maxima. Der zeitliche Abstand zwischen den acht

Maxima und damit die Dauer der Abkühlphase zwischen dem nachfolgenden und dem aktuellen Durchgang nimmt mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit ab. Durch den Wärmestau ist die nachfolgende Spitze jeweils höher als die aktuelle. Für die betrachtete mittlere Fluenz von $H = 0,71 \text{ J/cm}^2$ ergibt sich bei einem Vorschub von $20,0 \text{ m/s}$ (grüne Linie in Bild 4.4) ein maximaler Temperaturanstieg von $\Delta T = 385 \text{ K}$, was deutlich unter ΔT_{Bumps} liegt. Die bei diesem Prozess entstehende Oberfläche sollte glatt sein. Eine Verringerung der Vorschubgeschwindigkeit auf 10 m/s (schwarze Linie in Bild 4.4) führt zu einem maximalen Temperaturanstieg von $\Delta T = 585 \text{ K}$, welcher ΔT_{Bumps} entspricht. Die aus diesem Prozess resultierende Oberfläche sollte den Übergang von einer glatten Oberfläche hin zu einer Oberfläche bedeckt mit Bumps zeigen. Eine weitere Verringerung der Vorschubgeschwindigkeit auf $5,0 \text{ m/s}$ (magentafarbene Linie in Bild 4.4) führt zu einem maximalen Temperaturanstieg von $\Delta T = 860 \text{ K}$, welcher deutlich unter $\Delta T_{\text{Schmelze}}$ und deutlich über ΔT_{Bumps} liegt. Die bei diesem Prozess entstehende Oberfläche sollte mit deutlich ausgeprägten Bumps bedeckt sein. Bei einer Vorschubgeschwin-

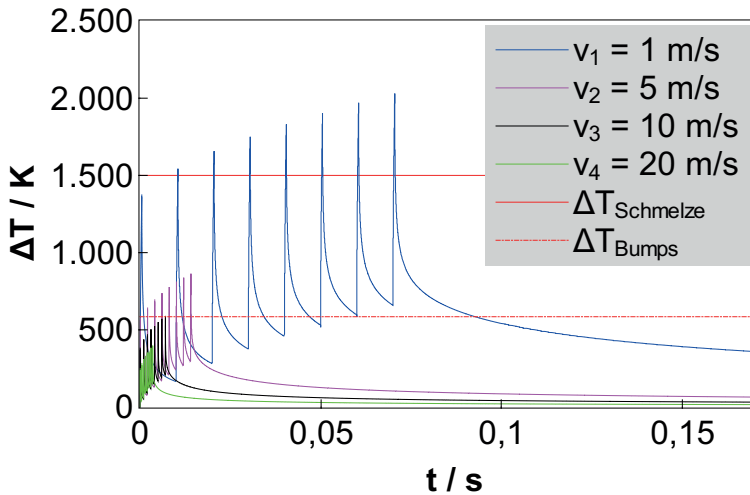


Bild 4.4: Berechneter Temperaturanstieg verursacht durch WPP und WDD, beschrieben durch Gleichung 4.3, an der Oberfläche von poliertem ($S_a = 0,2 \mu\text{m}$) Edelstahl 1.4404 als Funktion der Zeit für eine mittlere Fluenz von $H = 0,71 \text{ J/cm}^2$ und verschiedene Vorschubgeschwindigkeiten. Weitere Laserparameter: $\eta_{\text{abs}} = 0,55$, $\eta_{\text{heat}} = 0,38$, $\rho = 8000 \text{ kg/m}^3$, $c_p = 500 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$, $\kappa = 3,75 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $f = 300 \text{ kHz}$, $d_s = 500 \mu\text{m}$, $N_{\text{DG}} = 8$.

digkeit von 1,0 m/s (blaue Linie in Bild 4.4) ergibt sich ein maximaler Temperaturanstieg von $\Delta T = 2030$ K, welcher deutlich über $\Delta T_{\text{Schmelze}}$ liegt. Die aus diesem Prozess resultierende Oberfläche sollte erstarrte Schmelze aufweisen und sich daher deutlich von den mit den höheren Vorschubgeschwindigkeiten bearbeiteten Oberflächen unterscheiden.

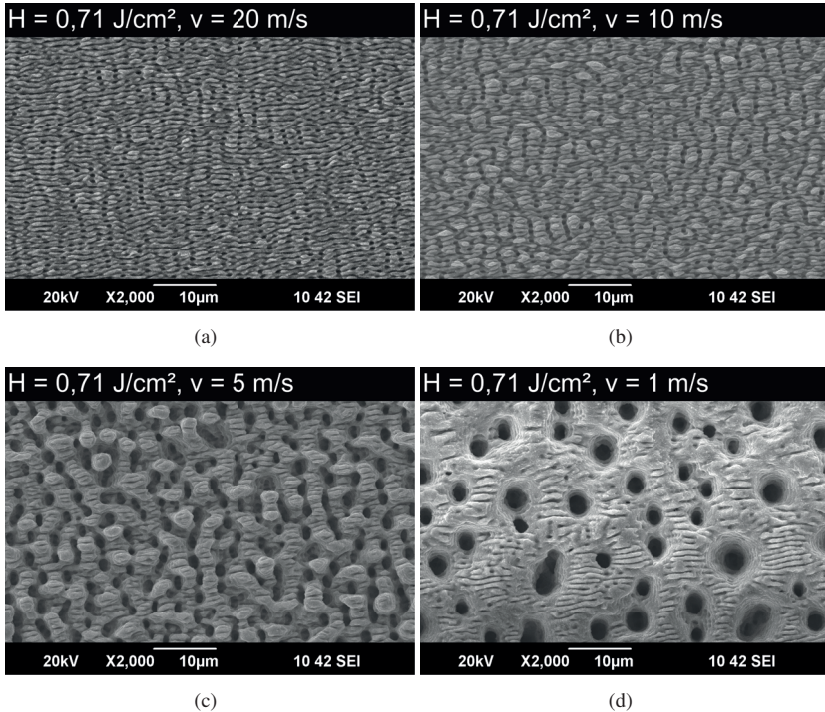


Bild 4.5: Laserinduzierte periodische Oberflächenstrukturen auf poliertem ($S_a = 0,2 \mu\text{m}$) Edelstahl 1.4404 bearbeitet mit einer mittleren Fluenz $H = 0,71 \text{ J/cm}^2$ pro Laserpuls und verschiedenen Vorschubgeschwindigkeiten: (a) 20 m/s, (b) 10 m/s, (c) 5 m/s und (d) 1 m/s. Laserparameter: $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $\tau = 8 \text{ ps}$, $f = 300 \text{ kHz}$, $d_s = 500 \mu\text{m}$, $d_p = 62,5 \mu\text{m}$, $N_{\text{DG}} = 8$.

4.4.1.2 Experimente

Obige Vorhersagen über die zu erwartende Oberflächentopographie wurden durch Experimente mit den gleichen Parametern, die für die Berechnung der in Bild 4.4 dargestellten Ergebnisse verwendet wurden, verifiziert. Bild 4.5 zeigt REM-Aufnahmen der Oberflächen, die mit einer mittleren Fluenz von $0,71 \text{ J/cm}^2$ pro Puls und den Vorschubgeschwindigkeiten $1,0 \text{ m/s}$, $5,0 \text{ m/s}$, $10,0 \text{ m/s}$ und $20,0 \text{ m/s}$ bearbeitet wurden. Wie erwartet zeigen die bearbeiteten Flächen laserinduzierte periodische Oberflächenstrukturen. Nach [15] können die periodischen Strukturen in Ripples und Bumps eingeteilt werden, wobei Bumps und Spikes zu einer rauen Oberflächenstruktur führen [55]. Für die höchste Vorschubgeschwindigkeit von $20,0 \text{ m/s}$ sind in Bild 4.5(a) Ripples zu erkennen. Wie ausgehend von den Berechnungen erwartet, wurde die für die Bildung von Unebenheiten (Bumps und Spikes) erforderliche kritische Temperatur T_{Bumps} nicht überschritten. Die Verringerung der Vorschubgeschwindigkeit auf $10,0 \text{ m/s}$ führt zur Bildung von feinen Bumps und Ripples auf der Oberfläche (siehe Bild 4.5(b)). Die entstandene Oberflächenstruktur stimmt gut mit den Berechnungen, die eine maximale Temperatur im Bereich von T_{Bumps} ergab, überein. Eine Vorschubgeschwindigkeit von $5,0 \text{ m/s}$ führt zu einer Oberfläche, die Bumps aufweist und mit Ripples bedeckt sind, wie in Bild 4.5(c) dargestellt. Das Auftreten von Bumps bestätigt die theoretische Erwartung, dass bei diesen Parametern der Temperaturanstieg ΔT_{Bumps} übersteigt, was nach [55] zu einer rauen Oberfläche führt. Eine weitere Verringerung des Vorschubs auf $1,0 \text{ m/s}$ führt zu einer Oberfläche, die mit Mikrolöchern bedeckt ist (Bild 4.5(d)). Dies ist ein deutlicher Hinweis darauf, dass die Laserpulse mit einer flüssigen Oberfläche interagierten. Insgesamt wurden die experimentellen Ergebnisse durch die zuvor eingeführte Theorie korrekt vorhergesagt.

Tabelle 4.2: Gemessene mittlere Rautiefe S_{Rz} einer unbearbeiteten Fläche und strukturierter Oberflächen mit verschiedenen Vorschubgeschwindigkeiten. Laserparameter: $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $f = 300 \text{ kHz}$, $d_s = 500 \mu\text{m}$, $H = 0,71 \text{ J/cm}^2$, $d_p = 62,5 \mu\text{m}$, $N_{DG} = 8$.

| $v / \text{m/s}$ | Mittlere Rautiefe $S_{Rz} / \mu\text{m}$ | Oberflächenstruktur |
|----------------------|--|---------------------|
| unbearbeitet | $0,076 \pm 0,004$ | poliert |
| $v = 20 \text{ m/s}$ | $1,298 \pm 0,039$ | Ripples |
| $v = 10 \text{ m/s}$ | $2,088 \pm 0,035$ | Ripples-Bumps |
| $v = 5 \text{ m/s}$ | $4,509 \pm 0,857$ | Bumps |
| $v = 1 \text{ m/s}$ | $6,443 \pm 0,950$ | Mikrolöcher |

Alle in Bild 4.5 gezeigten Oberflächen und eine unbearbeitete, polierte Oberfläche wurden mit einem Weißlichtinterferometer analysiert, um die mittlere Rautiefe S_{Rz} zu bestimmen, die eine einfach zu messende Größe ist und mit dem Oberflächenstrukturtyp korreliert. Auf jeder Oberfläche wurde die Messung an 5 verschiedenen Stellen wiederholt. In Tabelle 4.2 sind die Mittelwerte von S_{Rz} einschließlich der entsprechenden Standardabweichungen für alle resultierenden Oberflächenstrukturen in Bild 4.5 aufgeführt. Die mittlere Rautiefe einer unbehandelten, polierten Fläche beträgt $0,076 \mu\text{m}$. Durch die Bearbeitung wird die mittlere Rautiefe deutlich erhöht, z.B. ergibt sich bei einer Vorschubgeschwindigkeit von 20 m/s eine mittlere Rautiefe von $1,298 \mu\text{m}$. Bei Verringerung der Vorschubgeschwindigkeit nimmt die mittlere Rautiefe weiter zu.

4.4.2 Mehrere Überfahrten

4.4.2.1 Berechnungen

Für die Untersuchungen des zusätzlichen Einflusses von WÜÜ wurde eine mittlere Fluenz $H = 0,71 \text{ J/cm}^2$, eine Vorschubgeschwindigkeit $v = 10 \text{ m/s}$ und ein Pfadabstand $d_p = 125 \text{ }\mu\text{m}$, resultierend in $N_{DG} = 4$, benutzt, um den maximalen Temperaturanstieg pro Überfahrt im Vergleich zu den Parametern in Abschnitt 4.4.1 zu verringern. Basierend auf Bild 4.4 führt die Reduktion auf vier Durchgänge pro Überfahrt zu einem maximalen Temperaturanstieg von $\Delta T = 490 \text{ K}$ in der ersten Überfahrt. Der Temperaturanstieg verursacht durch alle drei Wärmeakkumulationseffekte (WPP, WDD und WÜÜ) wurde mit Gleichung 4.4 und den oben genannten Material- und Prozessparametern berechnet. Der Temperaturanstieg für die ersten 50 Überfahrten ist in Bild 4.6 dargestellt.

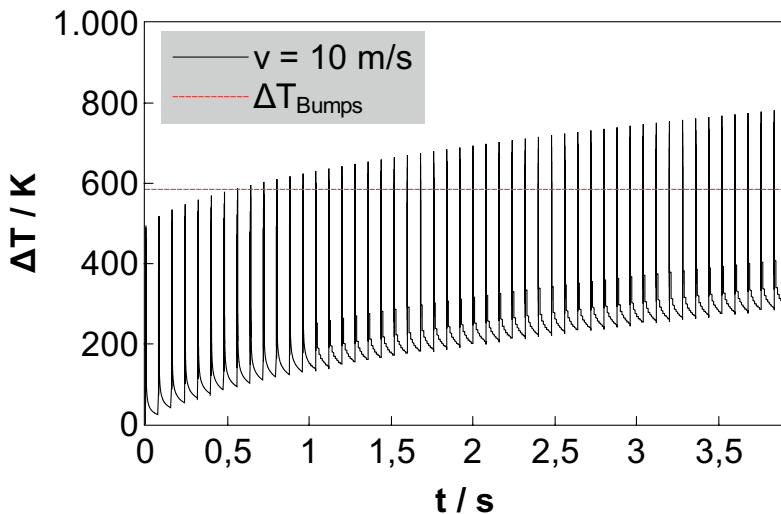


Bild 4.6: Berechneter Temperaturanstieg verursacht durch WPP, WDD und WÜÜ, beschrieben durch Gleichung 4.4, an der Oberfläche von poliertem ($S_a = 0,2 \text{ }\mu\text{m}$) Edelstahl 1.4404 als Funktion der Zeit für eine mittlere Fluenz von $H = 0,71 \text{ J/cm}^2$ und eine Vorschubgeschwindigkeit $v = 10 \text{ m/s}$. Weitere Laserparameter: $\eta_{\text{abs}} = 0,55$, $\eta_{\text{heat}} = 0,38$, $\rho = 8000 \text{ kg/m}^3$, $c_p = 500 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$, $\kappa = 3,75 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $f = 300 \text{ kHz}$, $d_s = 500 \text{ }\mu\text{m}$, $N_{DG} = 4$.

Da $N_{DG} = 4$ beträgt, bestehen die Peaks in Bild 4.6 eigentlich aus vier Peaks, die aber auf Grund der gewählten Skala nicht aufgelöst werden können. Zwischen der achten und zehnten Überfahrt wird ΔT_{Bumps} erreicht. Hier wird der Übergang von einer Oberfläche bedeckt mit Ripples zu einer Oberfläche bestehend aus Bumps erwartet.

4.4.2.2 Experimente

Die Oberflächen, die aus dem Prozess mit einer unterschiedlicher Anzahl an Überfahrten resultierten, sind in Bild 4.7 dargestellt. Besteht der Prozess aus einer einzelnen Überfahrt, weist die resultierende Oberfläche feine Ripples auf, siehe Bild 4.7(a). Werden zwei Überfahrten benutzt, besteht die Oberfläche aus deutlich ausgeprägten Ripples, siehe Bild 4.7(b). Die Ripples sind noch deutlicher ausgeprägt, wenn der Prozess aus fünf Überfahrten besteht, siehe Bild 4.7(c). Wird die Anzahl der Überfahrten auf zehn erhöht, sind feine Riefen, die ein Indikator für entstehende Bumps sind, senkrecht zu den Ripples zu erkennen. Dies ist in Bild 4.7(d) erkennbar und stimmt gut mit der Theorie aus vorigem Abschnitt überein. Ein weiteres Steigern der Anzahl an Überfahrten auf 20 führt zu der Entstehung von deutlich ausgeprägten Bumps mit einer Periode von einigen Mikrometern, siehe Bild 4.7(e). Wird die Anzahl an Überfahrten noch weiter gesteigert, wird die Periode der Bumps größer, siehe Bild 4.7(f). Die Ergebnisse der mittleren Rautiefe S_{Rz} , gemessen mit einem Weißlichtinterferometer, für alle in Bild 4.7 dargestellten Oberflächenstrukturen sind in Tabelle 4.3 gelistet. Je höher die Anzahl an Überfahrten

Tabelle 4.3: Gemessene mittlere Rautiefe S_{Rz} einer unbearbeiteten Fläche und strukturierten Oberflächen hergestellt mit einer unterschiedlichen Anzahl an Überfahrten. Laserparameter: $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $f = 300 \text{ kHz}$, $d_s = 500 \text{ }\mu\text{m}$, $H = 0,71 \text{ J/cm}^2$, $v = 10 \text{ m/s}$, $d_p = 125 \text{ }\mu\text{m}$, $N_{DG} = 4$.

| Anzahl Überfahrten | Mittlere Rautiefe $S_{Rz} / \mu\text{m}$ | Oberflächenstruktur |
|--------------------|--|---------------------|
| unbearbeitet | $0,076 \pm 0,004$ | poliert |
| 1 | $0,972 \pm 0,039$ | feine Ripples |
| 2 | $1,162 \pm 0,035$ | Ripples |
| 5 | $1,574 \pm 0,030$ | raue Ripples |
| 10 | $2,040 \pm 0,055$ | Ripples-Bumps |
| 20 | $2,797 \pm 0,142$ | Bumps |
| 50 | $4,720 \pm 0,098$ | raue Bumps |

desto höher ist die mittlere Rautiefe, was auf eine rauere Oberfläche hindeutet.

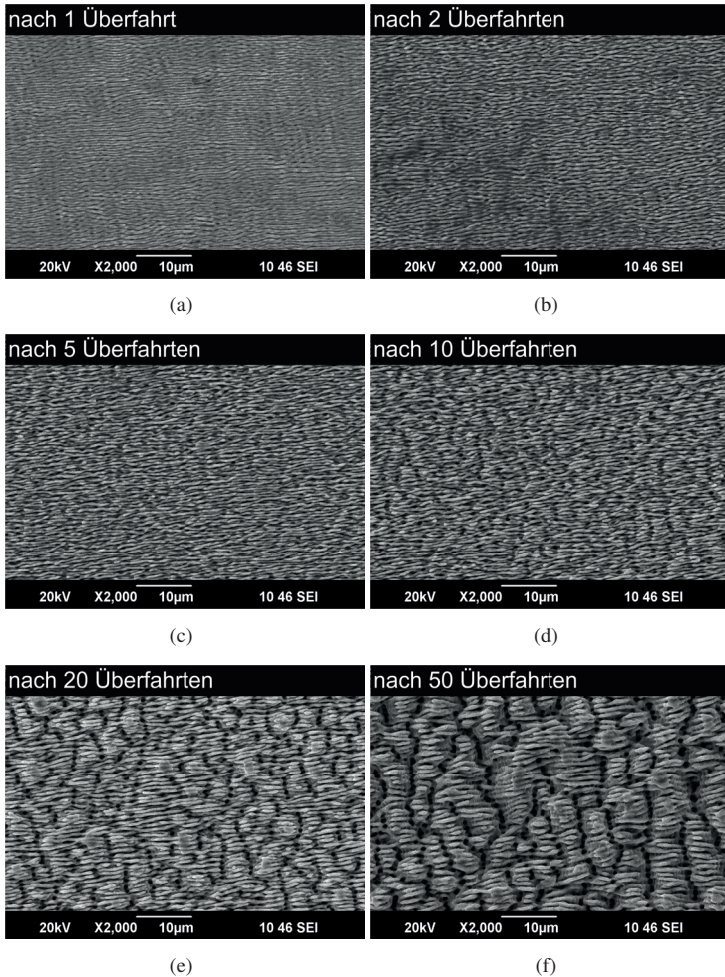


Bild 4.7: Laserinduzierte periodische Oberflächenstrukturen auf poliertem ($S_a = 0,2\mu\text{m}$) Edelstahl 1.4404 bearbeitet mit (a) 1, (b) 2, (c) 5, (d) 10, (e) 20 und (f) 50 Überfahrten. Laserparameter: $\lambda = 1030\text{ nm}$, $\tau = 8\text{ ps}$, $f = 300\text{ kHz}$, $H = 0,71\text{ J/cm}^2$, $v = 10\text{ m/s}$, $d_s = 500\mu\text{m}$, $d_p = 62,5\mu\text{m}$, $N_{DG} = 4$.

4.5 Zusammenfassung

Wärmeakkumulation kann ein limitierender Faktor bei der gepulsten Bearbeitung sein. Das in diesem Kapitel vorgestellte Modell für die Wärmeakkumulation beschreibt den Temperaturanstieg während der Bearbeitung in geeigneter Weise. Mit Hilfe dieses Modells wurden die Bearbeitungsprozesse, deren Ergebnisse in Kapitel 6 vorgestellt werden, ausgelegt.

5 Thermisch induzierter Fokusschift von Laseroptiken¹

Zur Bearbeitung von Werkstoffen ist eine Energiedichte auf dem Werkstück nötig, die höher als die materialspezifische Abtragschwelle ist. Diese Energiedichte kann durch unterschiedliche Fokussierung des Laserstrahls mittels einer Linse eingestellt werden. Die Brechkraft der Linse bestimmt die Brennweite der Linse und dadurch den Strahldurchmesser auf dem Werkstück. Durch lokale Absorption in einer Optik kommt es zu Temperaturgradienten im Substrat, die zu lokalen Brechungsindexänderungen führen. Dies ändert die Brechkraft der Linse und damit auch die Fokusebene der Linse. Das Verschieben der Fokusebene durch thermisch induzierte Effekte wird als Fokusschift bezeichnet. Bis zum Erreichen eines thermischen Gleichgewichts zwischen absorbierter Leistung und abfließender Leistung im bestrahlten Bereich der Linse ist der thermisch induzierte Fokusschift zeitabhängig. Formal kann diese Veränderung durch eine zweite Linse direkt nach der eigentlichen Linse mit einer thermischen Brechkraft $1/f_{th}$ beschrieben werden.

Zu Beginn dieses Kapitels werden neben der Entstehung thermisch induzierter Linsen von Laseroptiken deren mögliche Auswirkungen auf den Prozess diskutiert. Mit Hilfe allgemeingültiger grundlegender Gleichungen für den Gleichgewichtszustand wird ein Formalismus vorgestellt, der die thermisch induzierte Linse mehrerer Komponenten im selben Aufbau berücksichtigt. Aufbauend auf diesem Formalismus werden die Ergebnisse von Untersuchungen zur thermischen Brechkraft von dünnen Linsen und F-Theta-Objektiven im thermischen Gleichgewicht vorgestellt. Der Einfluss unterschiedlicher Substrate sowie unterschiedlicher Beschichtungen wird vorgestellt und diskutiert. Anschließend wird für alle untersuchten Linsen der Fokusschift bis zu einer mittleren Laserleistung von 1kW diskutiert.

5.1 Grundlegendes

Zur Fokussierung eines Laserstrahls, z.B. auf die Oberfläche des zu bearbeitenden Werkstücks, werden vornehmlich Optiken benutzt, die für die verwendete Wellenlänge eine

¹Ein Großteil der Ergebnisse, die in diesem Kapitel vorgestellt werden, wurde vom Autor dieser Dissertationsschrift bereits veröffentlicht [65].

hohe Transmission haben. Für typische Laserwellenlängen (300 nm bis 1100 nm) weist beispielsweise Quarzglas eine hohe Transmission auf. Dennoch kann die Optik kleine Mengen der eintreffenden Leistung im Substrat oder in der Beschichtung auf ihren Grenzflächen absorbieren. Oberflächliche Verschmutzungen und Fehler im Substrat können die Absorption erhöhen. Wenn hohe mittlere Laserleistungen benutzt werden, kann die lokale Absorption in einer Optik zu starken Temperaturgradienten in der Optik führen. Mit zunehmender Bestrahlungszeit einer Optik stellt sich ein thermisches Gleichgewicht zwischen aufgenommener Leistung und abgeführter Leistung ein, was zu zeitlich konstanten Temperaturgradienten in der Optik führt. Da der Brechungsindex von Quarzglas von der Temperatur abhängt, führen die Temperaturgradienten zu Brechungsindexgradienten senkrecht zur Strahlpropagation im Substrat [66, 67]. Dies führt zu einer ungewollten Verformung der Phasenfront des Laserstrahls. Die Phasenfrontstörung hat einen sphärischen Anteil, der als thermische Linse beschrieben werden kann und zu einer Verschiebung der Fokusebene der Optik führt, und einen nicht-sphärischen Anteil, der zu einer Erhöhung der Beugungsmaßzahl M^2 des Laserstrahls führt. Da eine Verschiebung der Fokusebene einen sehr großen Einfluss auf den Bearbeitungsprozess haben kann, wird die thermische Linse und ihre Auswirkungen im Folgenden genauer behandelt.

Um ein Material bearbeiten zu können, ist es notwendig, Fluenzen auf der Werkstückoberfläche zu realisieren, die über der Abtragschwelle des Materials liegen [36]. Hierfür wird meistens direkt in der Fokusebene einer Linse gearbeitet, da hier die höchste Fluenz vorliegt. Weiterhin sind beispielsweise F-Theta-Objektive auf Rückreflexe aus dieser Ebene derart optimiert, dass es zu keinem Zwischenfokus innerhalb der Linsen kommt. Verschiebt sich die Fokusebene um eine Rayleighlänge auf Grund von thermischen induzierten Effekten, so halbiert sich die Fluenz auf dem Werkstück [68]. Dies kann dazu führen, dass der Prozess nicht mehr mit optimaler Effizienz stattfindet [64]. Wenn nahe der Abtragschwelle gearbeitet wird, z.B. im Fall der Oberflächenfunktionalisierung [25], kann ein thermisch induzierter Fokusschift dazu führen, dass die Fluenz auf dem Werkstück unter der Abtragschwelle liegt und der Prozess dadurch unterbrochen wird [36].

In bisherigen Studien wurden die Auswirkungen des thermisch induzierten Fokusschifts von Fokussieroptiken experimentell, z.B. im Bereich der Makro-Materialbearbeitung mit Dauerstrichlasern an Hand der Tiefschweißschwelle, untersucht [69, 70]. Aus Vorarbeiten des IFSW ist bereits bekannt, dass der thermisch induzierte Fokusschift einer Optik bzw. eines optischen System zeitabhängig ist, wobei es einige Sekunden dauern kann, bis das System sich im thermischen Gleichgewicht befindet [71]. In der Präzisionsbearbeitung werden vornehmlich UKP-Laser benutzt. UKP-Laser mit einer mittleren

Leistung von 1 kW stehen als Prototypen der Forschung bereits zur Verfügung [72] und UKP-Laser mit höheren mittleren Leistungen befinden sich in der Entwicklungsphase [57, 73]. Mit steigender mittlerer Laserleistung wird der thermisch induzierte Fokusschift so groß, dass er nicht länger vernachlässigt werden kann. Die thermisch induzierte Linse, die verantwortlich für den thermisch induzierten Fokusschift ist, wurde bestimmt, indem die Strahlkaustik um die Fokusebene herum für diverse mittlere Leistungen gemessen wurde.

5.2 Thermisch induzierter Fokusschift einer einzelnen Linse

Die Brechkraft $1/f_{\text{tot}}$ einer Linse kann unter Berücksichtigung der Brechkraft $1/f_{\text{th}}$ der thermisch induzierten Linse nach [74, 75] durch

$$\frac{1}{f_{\text{tot}}} = \frac{1}{f_0} + \frac{1}{f_{\text{th}}} = \frac{1}{f_0} + \frac{D^* \cdot P_e}{\pi \cdot w_e^2} = \frac{1}{f_0} + D^* \cdot I_e = \frac{1 + f_0 \cdot D^* \cdot I_e}{f_0}, \quad (5.1)$$

ausgedrückt werden, wobei $1/f_0$ die Brechkraft der kalten Linse, D^* die intensitätsspezifische thermische Brechkraft der Linse, w_e der Strahlradius des auf die Optik eintreffenden Strahls, P_e die auf die Optik eintreffende mittlere Laserleistung und $I_e = P_e/(\pi \cdot w_e^2)$ die auf die Optik eintreffende Intensität ist. Mit Gl. 5.1 kann der thermisch induzierte Fokusschift normiert auf die Rayleighlänge z_R durch

$$\frac{\Delta f}{z_R} = \frac{f_{\text{tot}} - f_0}{z_R} = \frac{1}{z_R} \cdot \left(\frac{f_0}{1 + f_0 \cdot D^* \cdot I_e} - f_0 \right) = - \frac{f_0^2 \cdot D^* \cdot I_e}{z_R \cdot (1 + f_0 \cdot D^* \cdot I_e)} \quad (5.2)$$

beschrieben werden. Wenn die Brechkraft der thermischen Linse viel kleiner ist als die Brechkraft der kalten Linse ($1/f_{\text{th}} \ll 1/f_0$), führt dies zu $f_0 \cdot D^* \cdot I_e \ll 1$ und Gl. 5.2 kann umgeformt werden zu

$$\frac{\Delta f}{z_R} \cong - \frac{f_0^2 \cdot D^* \cdot P_e}{z_R \cdot \pi \cdot w_e^2} = - \frac{f_0^2 \cdot D^* \cdot I_e}{z_R}. \quad (5.3)$$

Mit den bekannten Ausdrücken für den Radius der Strahltaile w_0 [76]

$$w_0 = \frac{f_0 \cdot \lambda \cdot M^2}{\pi \cdot w_e}$$

und die Rayleighlänge z_R [76]

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda \cdot M^2},$$

wobei λ der Wellenlänge und M^2 der Beugungsmaßzahl des Laserstrahls entspricht, vereinfacht sich Gl. 5.3 weiter zu

$$\frac{\Delta f}{z_R} = -\frac{D^*}{\lambda \cdot M^2} \cdot P_e, \quad (5.4)$$

was ein einfacher Ausdruck des thermisch induzierten Fokusschifts in Abhängigkeit von der mittleren Laserleistung ist.

5.3 Experimentelle Untersuchungen

Zur Bestimmung des thermisch induzierten Fokusschifts verschiedener Fokussieroptiken wurde ein Eigenbaulaser ($\lambda = 1030$ nm, $\tau = 8$ ps, $f_{\text{Laser}} = 300$ kHz und $P = 525$ W) des IFSW benutzt [57]. Der Multipass-Verstärker wurde stets so betrieben, dass die maximale mittlere Laserleistung von 525 W emittiert wurde, um eine gleichbleibende Strahlpropagation durch den Versuchsaufbau zu gewährleisten. Die mittlere Laserleistung wurde durch Kombination eines $\lambda/2$ -Plättchens und eines Dünnschichtpolarisators eingestellt. Um zu gewährleisten, dass sich alle Optiken im thermischen Gleichgewicht befanden, wurde der Laser stets mindestens 30 Sekunden vor Beginn der einzelnen Messungen angeschaltet.

Der verwendete Versuchsaufbau ist in Bild 5.1 dargestellt. Der Radius des einfallenden kollimierten Strahls betrug $w_{KS} = 2,5$ mm. Die untersuchte Linse fokussierte den Richtung AR-beschichteten Keil propagierenden Laserstrahl. Der vom Keil transmittierte Anteil des Laserstrahls wurde von einer wassergekühlten Strahlfalle aufgenommen.

Der Keil reflektierte 0,72% der auftreffenden Laserleistung. Der reflektierte Anteil wurde von einem reflektiven Neutraldichtefilter (NDF) weiter abgeschwächt, um Beschädigungen des CCD-Chips der Kamera zu vermeiden. Die Strahlkaustik wurde mittels Kamera um die Fokusebene herum vermessen. Der Abstand zwischen Linse und NDF betrug stets $d = 65$ mm. Obwohl ein reflektiver NDF benutzt wurde, konnte ein Beitrag zum thermisch induzierten Fokusschift durch den NDF nicht verhindert werden. Um den thermisch induzierten Fokusschift der Linse eindeutig bestimmen zu können, musste der Beitrag des NDF bekannt sein. Der Einfluss des thermisch induzierten Fokusschifts des NDFs und dessen Separation vom thermisch induzierten Fokusschift der untersuchten Linse wird im Anhang (Abschnitt A.1) diskutiert.

In Tabelle 5.1 sind die Spezifikationen aller untersuchten dünnen Linsen aufgelistet. Linsen unterschiedlicher Optikerhersteller wurden untersucht. Es wurde der thermisch induzierte Fokusschift für Linsen aus Quarzglas und aus N-BK7 bestimmt. Die Linsen waren entweder unbeschichtet (UB) oder mit einer Breitbandbeschichtung (BBB) oder einer wellenlängenspezifischen Beschichtung (WLB) vergütet. Weiterhin ist in Tabelle 5.1 der Zustand der jeweiligen Linsen angegeben, da sowohl neue Linsen als auch in vorherigen Experimenten benutzte Linsen untersucht wurden.

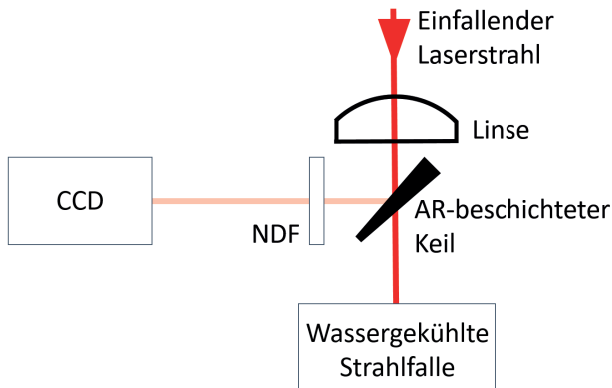


Bild 5.1: Versuchsaufbau zur Bestimmung der thermischen Brechkraft dünner Linsen. Ein Neutraldichtefilter (NDF) schwächt den vom AR-beschichteten Keil reflektierten Strahl weiter ab, um eine potentielle Beschädigung des CCD-Chips zu vermeiden.

5.3.1 Gemessener thermisch induzierter Fokusschift des Messaufbaus

Der thermisch induzierte Fokusschift Δf_{tot} , der mit dem in Bild 5.1 gezeigten Aufbau gemessen wurde, umfasst sowohl den Beitrag der untersuchten Linse als auch den Beitrag des NDFs. Wie im Anhang (Abschnitt A.1.1) hergeleitet, kann dieser Effekt durch

$$\frac{\Delta f_{\text{tot}}}{z_R} = - \frac{f_0^2 \cdot D^* \cdot I_e + (f_0^2 \cdot D_{\text{NDF}}^* - d \cdot f_0 \cdot D_{\text{NDF}}^* - d \cdot f_0^2 \cdot D^* \cdot I_e \cdot D_{\text{NDF}}^*) \cdot R \cdot \frac{I_e}{1-d/f_0}}{z_R \cdot \left(1 + (f_0 \cdot D_{\text{NDF}}^* - d \cdot D_{\text{NDF}}^*) \cdot R \cdot \frac{I_e}{1-d/f_0} \right)} \quad (5.5)$$

beschrieben werden, wobei D_{NDF}^* der intensitätsspezifischen thermischen Brechkraft des NDFs entspricht. Zunächst wurde die thermische Brechkraft D_{NDF}^* des NDFs bestimmt. Die Vorgehensweise ist im Anhang (Abschnitt A.1.2) beschrieben und die thermische Brechkraft des NDFs betrug $D_{\text{NDF}}^* = 3,32 \cdot 10^{-4} \text{ mm/W}$. Es ist zu beachten, dass die Position der Strahlteile nur für eine von Null verschiedene Intensität I_e gemessen werden konnte. Die Referenz bei $I_e = 0$ und $\Delta f_{\text{tot}} = 0$ kann durch die Experimente nicht widerspiegelt werden. Stattdessen wurde Δf_{tot} für unterschiedliche Intensitäten I_e zu einer willkürlichen Referenz mit einem anfänglichen Offset Δf_0 gemessen. Gl. 5.5 verändert sich somit zu

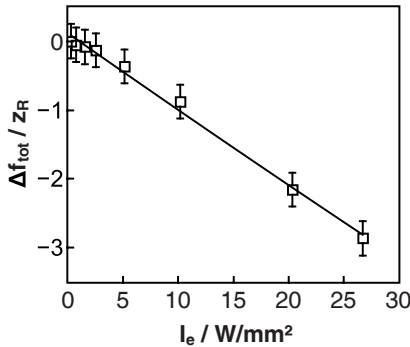


Bild 5.2: Gemessener thermisch induzierter Fokusschift mit Linse 2 und einem NDF im Abstand von 65 mm. Die schwarze Kurve ist gegeben durch Gl. 5.6, die an die Messdaten gefittet wurde. Der Fit führte zu $D^* = 0,766 \cdot 10^{-6} \text{ mm/W}$. Laserparameter: $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $M^2 = 1,2$, $f_{\text{Laser}} = 300 \text{ kHz}$.

$$\frac{\Delta f_{\text{tot}}}{z_R} = - \frac{f_0^2 \cdot D^* \cdot I_e + (f_0^2 \cdot D_{\text{NDF}}^* - d \cdot f_0 \cdot D_{\text{NDF}}^* - d \cdot f_0^2 \cdot D^* \cdot I_e \cdot D_{\text{NDF}}^*) \cdot R \cdot \frac{I_e}{1-d/f_0}}{z_R \cdot \left(1 + (f_0 \cdot D_{\text{NDF}}^* - d \cdot D_{\text{NDF}}^*) \cdot R \cdot \frac{I_e}{1-d/f_0}\right)} + \Delta f_0. \quad (5.6)$$

Damit und mit der bekannten thermischen Brechkraft des NDFs kann die thermische Brechkraft der untersuchten Linse bestimmt werden. Hierzu wurde Gl. 5.6 an die Messdaten gefittet, wobei D^* und Δf_0 Fitparameter sind. Bild 5.2 zeigt dies am Beispiel von Linse 2. Die Fehlerbalken stellen die Unsicherheit bei der Bestimmung der Position der Strahltille dar und wurden zu einem Viertel der Rayleighlänge abgeschätzt.

5.3.2 Thermische Brechkraft und thermisch induzierter Fokusschift dünner Linsen

In Tabelle 5.1 ist die ermittelte thermische Brechkraft aller untersuchten Linsen aufgelistet. Die Messungen mit den unbeschichteten Linsen 5, 6 und 9 zeigen den thermisch

Tabelle 5.1: Spezifikationen (Spalte 1-6) und thermische Brechkraft (Spalte 7) der untersuchten dünnen Linsen. Untersucht wurden Linsen aus unterschiedlichen Substraten (Quarzglas (FS) und N-BK7) und mit unterschiedlichen Beschichtungen. Entweder die Linse war unbeschichtet (UB) oder mit einer Breitbandbeschichtung (BBB) oder einer wellenlängenspezifische Beschichtung (WLB) ausgestattet.

| Nr. | Substrat | Beschichtung | Zustand | Hersteller | f / mm | $D^* / 10^{-6} \text{ mm/W}$ |
|-----|----------|--------------|---------|------------|--------|------------------------------|
| 1 | FS | WLB | Neu | 1 | 300 | 0,55 |
| 2 | FS | WLB | Benutzt | 2 | 400 | 0,77 |
| 3 | FS | WLB | Benutzt | 3 | 300 | 2,77 |
| 4 | FS | BBB | Neu | 4 | 250 | 6,51 |
| 5 | FS | UB | Benutzt | 5 | 240 | 1,16 |
| 6 | FS | UB | Benutzt | 5 | 500 | 1,27 |
| 7 | N-BK7 | WLB | Neu | 4 | 250 | 1,93 |
| 8 | N-BK7 | BBB | Neu | 6 | 250 | 20,43 |
| 9 | N-BK7 | UB | Neu | 6 | 250 | 1,52 |

induzierten Fokusschift des blanken Substrats inklusive des Einflusses potentieller oberflächlicher Verschmutzungen. Die thermische Brechkraft der unbeschichteten N-BK7 Linse ist deutlich höher als die der unbeschichteten Linsen aus Quarzglas.

Aus Tabelle 5.1 ist weiterhin ersichtlich, dass die Beschichtung der Linsen einen weitaus größeren Einfluss auf die resultierende thermische Brechkraft hat als das Substrat. Die niedrigste thermische Brechkraft konnte für Linsen aus Quarzglas mit einer wellenlängenspezifische Beschichtung (Linsen 1, 2 und 3) ermittelt werden, wobei auch hier hohe Schwankungen festzustellen sind. Diese Schwankungen können vermutlich auf unterschiedliches Beschichtungsmaterial und unterschiedliche Beschichtungsmethoden zurückgeführt werden. Eine Breitbandbeschichtung weist einen komplexeren Schichtaufbau auf und führt daher auch zu einer signifikant höheren thermischen Brechkraft (Linse 4).

Der thermisch induzierte Fokusschift einer dünnen Linse kann mit der ermittelten thermischen Brechkraft und Gl. 5.4 berechnet werden. Der berechnete thermisch induzierte Fokusschift ist in Bild 5.3(a) für alle untersuchten Linsen aus Quarzglas vom Typ Fused Silica und in Bild 5.3(b) für alle Linsen aus N-BK7 dargestellt. Da der Zusammen-

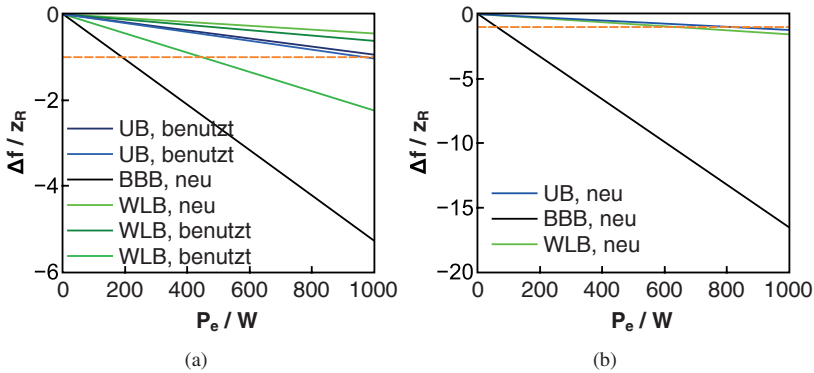


Bild 5.3: Extrapolation des thermisch induzierten Fokusschifts dünner Linsen aus Quarzglas (a) und N-BK7 (b) mit unterschiedlichen Beschichtungsarten. Die Berechnungen basieren auf der experimentell ermittelten thermischen Brechkraft der untersuchten Linsen. Die gestrichelte orangene Linie steht für einen thermisch induzierten Fokusschift von einer Rayleighlänge. Laserparameter: $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $M^2 = 1,2$.

hang zwischen dem thermisch induzierten Fokusschift und der mittleren Laserleistung nach Gl. 5.4 linear ist, wurde bis zu einer mittleren Leistung von 1000 W extrapoliert, um den thermisch induzierten Fokusschift pro kW mittlerer Laserleistung direkt ablesen zu können. Die orange gestrichelte horizontale Linie in Bild 5.3(a) und Bild 5.3(b) repräsentiert einen thermisch induzierten Fokusschift von einer Rayleighlänge. Alle Linsen aus N-BK7 überschreiten diese Grenze für eine mittlere Laserleistung von 1 kW. Abhängig von der Beschichtung führen auch Linsen aus Quarzglas zu einem thermisch induzierten Fokusschift höher als eine Rayleighlänge pro kW mittlerer Laserleistung. Gute Beschichtungen sowie unbeschichtete Linsen aus Quarzglas führen zu einem thermisch induzierten Fokusschift kleiner als eine Rayleighlänge pro kW mittlerer Laserleistung. Der kleinste thermisch induzierte Fokusschift ($0,45 \text{ z}_R/\text{kW}$) konnte für eine zuvor unbenutzte Linse aus Quarzglas mit WLB nachgewiesen werden.

5.3.3 Thermische Brechkraft und thermisch induzierter Fokusschift von F-Theta-Objektiven

Festoptiken, zu denen dünne Linsen gehören, werden in der Präzisionsbearbeitung meistens zur stationären Bearbeitung, z.B. zum Bohren von Löchern, benutzt. Zur schnellen Bearbeitung von Flächen eignen sich Galvanometer-Scanner mit hoch dynamischen Drehantrieben in Kombination mit F-Theta-Objektiven. Zur Verringerung der Leistungsverluste werden F-Theta-Objektive meistens beschichtet. Die Ergebnisse des vorigen Abschnitts legen nahe, dass F-Theta-Objektive aus Quarzglas sein sollten und eine WLB hoher Qualität haben sollten. Untersucht wurden alle F-Theta-Objektive, die im Rahmen dieser Arbeit mit mittleren Leistungen von über 20 W zur Bearbeitung benutzt wurden. Die effektiven Brennweiten der benutzten F-Theta-Objektive waren 163 mm und 340 mm. Für die Messungen standen zum Vergleich unbenutzte Linsen vom Hersteller zur Verfügung. Es wurde der in Bild 5.1 gezeigte Versuchsaufbau benutzt. Um die gleiche Methodik bei der Ermittlung der thermischen Brechkraft nutzen zu können, wurde angenommen, dass es sich bei jedem F-Theta-Objektiv bestehend aus mehreren Linsen und einem Schutzglas um eine einzelne Optik handelt.

In Tabelle 5.2 ist neben den Spezifikationen (Spalte 1-3) die thermische Brechkraft (Spalte 4) der jeweiligen F-Theta-Objektive aufgelistet. Da alle untersuchten Objektive aus Quarzglas sind, eine WLB haben und vom gleichen Hersteller sind, wurde auf die entsprechenden Spalten in Tabelle 5.2 verzichtet. Grundsätzlich sind die thermischen Brechkräfte der F-Theta-Objektive in derselben Größenordnung wie für dünne Linsen, vgl. Tabelle 5.1. Die thermische Brechkraft zuvor benutzter Linsen ist um bis zu 50 % höher als die thermische Brechkraft der neuen Linsen mit gleicher Brennweite. Dies

Tabelle 5.2: Spezifikationen (Spalte 1-3) und thermische Brechkraft (Spalte 4) der untersuchten F-Theta-Objektive.

| Nr. | Zustand | f / mm | $D^* / 10^{-6} \text{ mm/W}$ |
|-----|---------|-----------------|------------------------------|
| 10 | Neu | 163 | 1,292 |
| 11 | Benutzt | 163 | 1,522 |
| 12 | Neu | 340 | 0,523 |
| 13 | Benutzt | 340 | 0,884 |

kann auf Schäden im Linsenmaterial oder der Beschichtung sowie auf Verunreinigungen des Schutzglases zurückgeführt werden. Für eine neue Linse wurde einmalig der thermisch induzierte Fokusschift ohne Schutzglas gemessen. Der Unterschied zur Messung mit Schutzglas war innerhalb des angenommenen Fehlers von $\pm 0,25 z_R$ und deshalb kann davon ausgegangen werden, dass bei einer mehrkomponentigen Optik ein sauberes Schutzglas nur noch einen untergeordneten Beitrag zum thermisch induzierten Fokusschift leistet.

Der thermisch induzierte Fokusschift eines F-Theta-Objektives kann mit der ermittelten thermischen Brechkraft und Gl. 5.4 berechnet werden. Der berechnete thermisch in-

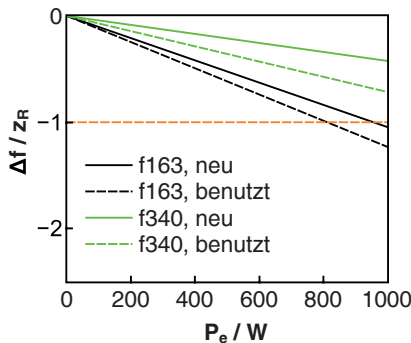


Bild 5.4: Extrapolation des thermisch induzierten Fokusschifts von F-Theta-Objektiven.

Die Berechnungen basieren auf der experimentell ermittelten thermischen Brechkraft der untersuchten Linsen. Die gestrichelte orangene Linie steht für einen thermisch induzierten Fokusschift von einer Rayleighlänge. Laserparameter: $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $M^2 = 1,2$.

duzierte Fokusschift ist in Bild 5.4 für alle untersuchten Objektive dargestellt. Da der Zusammenhang zwischen dem thermisch induzierten Fokusschift und der mittleren Laserleistung nach Gl. 5.4 linear ist, wurde bis zu einer mittleren Leistung von 1000 W extrapoliert, um den thermisch induzierten Fokusschift pro kW mittlerer Laserleistung direkt ablesen zu können. Die gestrichelte orangene horizontale Linie in Bild 5.4 repräsentiert einen thermisch induzierten Fokusschift von einer Rayleighlänge. Dies ist besonders für Prozesse nahe der Abtragschwelle, z.B Oberflächenfunktionalisierung, eine kritische Grenze, ab der sich der Prozess grundlegend ändern kann.

Mit F-Theta-Objektiven wird ein Werkstück meistens nicht an einem Ort stationär sondern auf einer Fläche dynamisch bearbeitet. Dazu wird der Strahl mit den Spiegeln eines Galvanometer-Scanners ausgelenkt. Die Strahlposition im F-Theta-Objektiv ändert sich folglich ebenfalls kontinuierlich. Aus [71] ist bekannt, dass der thermisch induzierte Fokusschift zeitabhängig ist und bis zu 30 Sekunden braucht, um im thermischen Gleichgewicht zu sein. Für dynamische Bearbeitungsstrategien folgt daraus, dass der in Bild 5.4 gezeigte thermisch induzierte Fokusschift einen Maximalwert darstellt, der nur bei langen Bearbeitungszeiten bei gleichzeitig kleinen Auslenkungen des Laserstrahls auf dem F-Theta-Objektiv eintritt.

5.4 Zusammenfassung

Der thermisch induzierte Fokusschift von Laseroptiken kann während der Bearbeitung zu einer zeitlichen Veränderung prozessrelevanter Größen führen. Für die Kapitel 6 zu Grunde liegenden Experimente wurde der thermisch induzierte Fokusschift daher bereits bei der Prozessauslegung berücksichtigt, um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten.

6 Oberflächenfunktionalisierung von Stahl mit hoher mittlerer Laserleistung

In Kapitel 3 und Kapitel 4 wurden unterschiedliche Wechselwirkungen einer gepulsten Strahlquelle mit dem zu bearbeitenden Material vorgestellt und diskutiert. So kann Wärmeakkumulation im Bauteil beispielsweise zu einem das Prozessergebnis beeinflussenden Faktor werden. Aus Kapitel 5 ist bekannt, dass durch thermische Effekte in der Systemtechnik das Prozessergebnis beeinflusst werden kann. Durch die Anwendung geeigneter Bearbeitungsstrategien, die die Erkenntnisse der vorigen Kapitel berücksichtigen, ist es möglich mit hoher mittlerer Laserleistung reproduzierbare Prozessergebnisse wie mit niedriger mittlerer Laserleistung zu erzielen, was in erhöhter Produktivität resultiert.

Eingangs wird in Abschnitt 6.1 auf die Funktionalität von Oberflächen und die entsprechenden Messverfahren eingegangen. Zur Realisierung einer hohen Strukturrate wurde ein Eigenbau-Laser des IFSW benutzt. In Abschnitt 6.2 wird der Einfluss redeponierter Nanopartikel während des Prozesses auf das Prozessergebnis diskutiert. Unter Berücksichtigung aller Prozessgrenzen wird in Abschnitt 6.3 die Möglichkeit der Skalierung der Produktivität über die Pulsrepetitionsrate bei konstanter Pulsenergie gezeigt.

6.1 Funktionalität von Oberflächen

Die zumeist untersuchte Oberflächenfunktion ist die Benetzung von Oberflächen mit Wasser. Wird ein Wassertropfen auf eine Oberfläche platziert, weist er ausgehend von der Oberfläche einen Randwinkel auf. Dieser Randwinkel wird als statischer Kontaktwinkel (KW) bezeichnet und ist in Bild 6.1 schematisch dargestellt. Je höher dieser Winkel, desto weniger benetzt die Flüssigkeit die Oberfläche. Bezogen auf Wasser ist eine Oberfläche ab einem KW von 150° superhydrophob [77].

Es wird erwartet, dass funktionalisierte Oberflächen z.B. im Bereich der industriellen Produktion und der Medizintechnik eine steigende Nachfrage erfahren [78, 79]. Das Benetzungsverhalten einer Oberfläche hängt bekanntermaßen sowohl von der Oberflächenmorphologie als auch von der Oberflächenchemie ab [80–82]. Daher wurden diese bei-

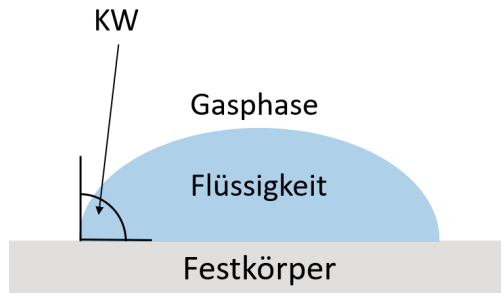


Bild 6.1: Schematische Darstellung des statischen Gleichgewichts zwischen Festkörperoberfläche, Flüssigkeit und umgebender Gasphase. Der statische Kontaktwinkel (KW) ist der Randwinkel zwischen Festkörper und Flüssigkeit.

den Bereiche für die Ausführungen der folgenden Abschnitte getrennt untersucht. Das bekannteste Beispiel für eine superhydrophobe Oberfläche in der Natur ist das Lotusblatt. Wenn ein Wassertropfen mit ihm in Kontakt kommt, rollt der Tropfen bereits bei niedrigen Neigungswinkeln ab. Da der Wassertropfen alle ruhenden Oberflächenkontaminationen mitnimmt, ist das Lotusblatt zudem selbstreinigend [83, 84].

Eine Edelstahloberfläche kann unmittelbar nach der Laserstrukturierung hydrophil sein. Mit der Zeit wird die Oberfläche hydrophob und kann sogar einen superhydrophoben Zustand erreichen. Über die Zeitabhängigkeit des Benetzungsverhaltens wird unter anderem in [85, 86] berichtet. Die Änderung des Benetzungsverhaltens wird durch atmosphärische Kontaminationen, z.B. Kohlenwasserstoffe, die an der Oberfläche adsorbiert werden, verursacht [87]. Dieser Zusammenhang wurde für laserstrukturiertes Aluminium untersucht [88]. Da Kohlenwasserstoffe hydrophob sind, schützen sie die darunter liegende hydrophile Stahloberfläche vor Benetzung [89]. Dennoch kann die Oberflächenchemie des darunter liegenden Substrats das Benetzungsverhalten beeinflussen. Der Einfluss einer starken Oberflächenoxidation wird im folgenden Abschnitt 6.2 vorgestellt. Weiterführende Ausführungen zu den Grundlagen der Benetzungseigenschaften sowie der geometrischen chemischen Einflüsse sind in [16] zu finden.

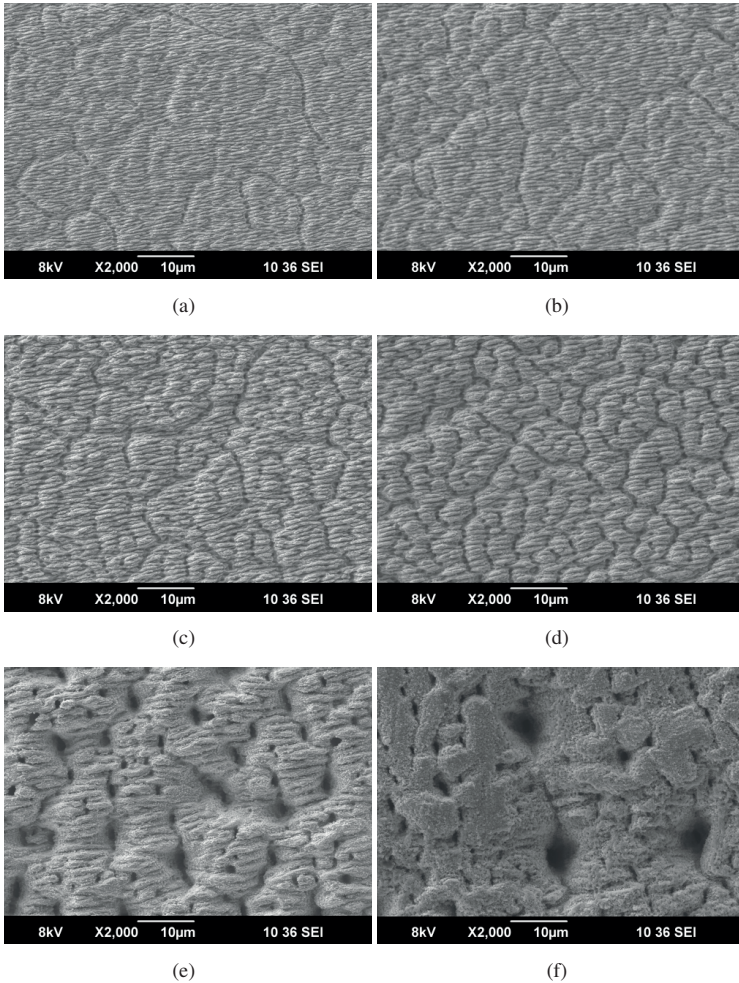


Bild 6.2: Laserinduzierte periodische Oberflächenstrukturen auf kaltgewalztem Edelstahl 1.4301 bearbeitet mit einer mittleren Fluenz $H = 0,33 \text{ J/cm}^2$ pro Laserpuls und verschiedenen Vorschubgeschwindigkeiten: (a) 10 m/s, (b) 5 m/s, (c) 3 m/s, (d) 2 m/s, (e) 1 m/s und (f) 0,5 m/s. Laserparameter: $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $\tau = 8 \text{ ps}$, $f = 300 \text{ kHz}$, $d_s = 800 \text{ }\mu\text{m}$, $d_p = 50 \text{ }\mu\text{m}$, $N_{DG} = 16$.

6.2 Einfluss redeponierter Nanopartikel¹

Zum Zeitpunkt der Experimente hatte der Laser eine Pulsenergie $E_p = 1,7 \text{ mJ}$ bei einer Pulsrepetitionsrate von $f = 300 \text{ kHz}$ und einer Pulsdauer von $\tau = 8 \text{ ps}$ [57]. Der Laserstrahl war linear polarisiert. Der Strahldurchmesser auf der Oberfläche des Werkstücks betrug $d_s = 800 \mu\text{m} \pm 20 \mu\text{m}$, resultierend in einer mittleren eingestrahlten Fluenz von $H = 0,33 \text{ J/cm}^2 \pm 0,03 \text{ J/cm}^2$. Bearbeitet wurde kaltgewalzter unpolierter Edelstahl 1.4301. Die Oberflächengüte ist in Bild 2.1(a) dargestellt. Die Scanstrategie bestand aus parallel orientierten Linien mit einem Pfadabstand $d_p = 50 \mu\text{m}$ resultierend in 16 Durchgängen pro Ort. Es wurden vergleichbare Oberflächengeometrien hergestellt, wie sie bereits aus Kapitel 4 bekannt sind. Zur Bestimmung der Funktionalität wurde für die folgenden Ausführungen zusätzlich die Oberflächenchemie untersucht sowie die Benetzungseigenschaften ermittelt.

6.2.1 Oberflächentopographie

In Bild 6.2 sind Oberflächenstrukturen dargestellt, die mit verschiedenen Vorschubgeschwindigkeiten hergestellt wurden. Da nur der Vorschub variiert wurde, wurde der lokale Energieeintrag ins Material beeinflusst. Alle Oberflächen zeigen periodische Strukturen. Betrug der Vorschub $v = 10 \text{ m/s}$ (Bild 6.2(a)), bestand die resultierende Oberflächenstruktur aus Ripples. Weiterhin sind die Korngrenzen der ursprünglichen Oberfläche deutlich zu erkennen. Wurde der Vorschub auf $v = 5 \text{ m/s}$ reduziert (Bild 6.2(b)), bestand die resultierende Oberflächenstruktur ebenfalls aus Ripples. Eine weitere Reduzierung des Vorschubs auf $v = 3 \text{ m/s}$ (Bild 6.2(c)) führte zur Entstehung von schwach ausgeprägten Nuten senkrecht zu den Ripples. Folglich handelt es sich bei dieser Oberflächenstruktur um schwach ausgeprägte Bumps. Für einen Vorschub von $v = 2 \text{ m/s}$ (Bild 6.2(d)) sind die Bumps deutlicher ausgeprägt und haben eine Periode von ca. $3 \mu\text{m}$. Wurde der Vorschub auf $v = 1 \text{ m/s}$ verringert (Bild 6.2(e)), waren grobe Bumps mit einer Periode von ca. $10 \mu\text{m}$ zu erkennen. Die Bumps selbst weisen noch Ripples auf. Wenn der Vorschub auf $v = 0,5 \text{ m/s}$ reduziert wurde (Bild 6.2(f)), bestand die Oberflächenstruktur ebenfalls aus Bumps, allerdings waren keine Ripples auf den Bumps erkennbar. Die unterschiedlichen Oberflächenstrukturen können über die Gleichungen der Wärmeakkumulation, beschrieben in Kapitel 4, direkt mit dem Temperaturanstieg korreliert werden [90].

¹Ein Großteil der Ergebnisse, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden, wurde vom Autor dieser Dissertationsschrift bereits veröffentlicht [90].

In Bild 6.3 ist zu sehen, dass die Oberflächen mit Nanopartikeln bedeckt sind. Je niedriger der Vorschub war, desto mehr Nanopartikel bedeckten die Oberfläche. Betrug der Vorschub $v = 10$ m/s (Bild 6.3(a)), waren nahezu keine Nanopartikel zu sehen. Wurde der Vorschub auf $v = 5$ m/s oder $v = 2$ m/s verringert (Bild 6.3(b)), stieg die Anzahl an redeponierten Nanopartikeln, wobei die Ripples deutlich erkennbar sind. Für einen Vorschub von $v = 1$ m/s (Bild 6.3(d)) war die Anzahl der Nanopartikel so hoch, dass die Ripples nahezu nicht mehr erkennbar waren. Betrug der Vorschub $v = 0,5$ m/s (Bild 6.2(f)), waren auf Grund der Nanopartikel keine Ripples mehr erkennbar.

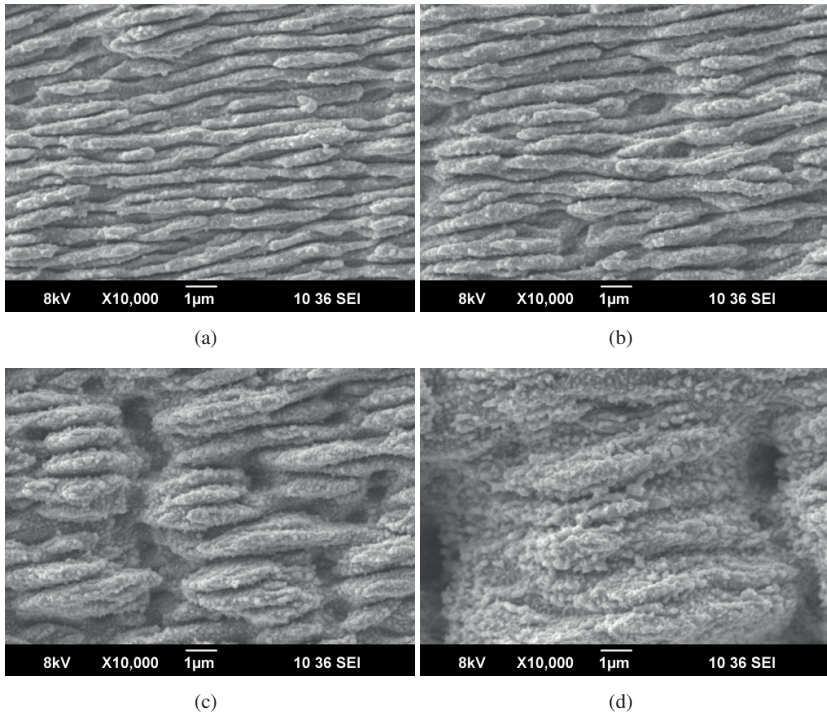


Bild 6.3: Redeponierte Nanopartikel auf laserinduzierten periodischen Oberflächenstrukturen auf kaltgewalztem unpolierten Edelstahl 1.4301 bearbeitet mit einer mittleren Fluenz $H = 0,33 \text{ J/cm}^2$ pro Laserpuls und verschiedenen Vorschubgeschwindigkeiten: (a) 10 m/s, (b) 5 m/s, (c) 2 m/s und (d) 1 m/s. Laserparameter: $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $\tau = 8 \text{ ps}$, $f = 300 \text{ kHz}$, $d_s = 800 \mu\text{m}$, $d_p = 50 \mu\text{m}$, $N_{DG} = 16$.

6.2.2 Oberflächenchemie und Benetzungseigenschaften

Im Anschluss an die Bearbeitung wurden die strukturierten Proben unter Raumbedingungen gelagert. Der statische Kontaktwinkel (KW) wurde 103 Tage nach der Bearbeitung bestimmt. Mit einer Messung 120 Tage nach der Bearbeitung wurde sichergestellt, dass konstante Benetzungseigenschaften vorliegen [85]. Durchgeführt wurden jeweils 3 Messungen pro Oberflächenstruktur. Der Mittelwert sowie die Standardabweichung des statischen Kontaktwinkels sind in Tabelle 6.1 gelistet. Die Elementbestandteile der Oberfläche wurden mittels EDX im Anschluss an die letzte Kontaktwinkelmessung ermittelt. Die Menge jedes Legierungselements ist in Tabelle 6.1 in Gewichtsprozent angegeben. Einerseits ändert sich der Gehalt an Chrom (Cr), Nickel (Ni), Mangan (Mn) und Kohlenstoff (C) durch die Laserbearbeitung nicht wesentlich. Andererseits ist ein Zusammenhang zwischen dem Anteil an Eisen (Fe) und Sauerstoff (O) erkennbar. Je niedriger der applizierte Vorschub war, desto niedriger war der Eisengehalt und desto höher der Sauerstoffgehalt der bearbeiteten Oberfläche, was auf eine Entstehung von Eisenoxiden hinweist. Zusätzlich ist in Tabelle 6.1 der maximal erreichte Temperaturanstieg, berechnet mit Gleichung 4.3, gelistet, der während der Bearbeitung erreicht wurde [90].

Alle Oberflächen, die in Bild 6.2 dargestellt sind, zeigen ein hydrophobes Verhalten. Gemäß [54] ist eine hierarchische Struktur sehr vielversprechend, um superhydrophobes Verhalten zu erreichen. Dennoch weist die in Bild 6.2(f) dargestellte Oberflächenstruktur nicht den höchsten Kontaktwinkel auf. Der höchste Kontaktwinkel wurde für die Oberfläche gemessen, die mit einem Vorschub von $v = 3 \text{ m/s}$ (Bild 6.2(c)) hergestellt wurde. Bei dieser Oberfläche handelt es sich ebenfalls um eine hierarchische Struktur, bestehend aus schwach ausgeprägten Bumps und Ripples. Es ist bekannt, dass größere Strukturen zu einem höheren Kontaktwinkel führen können [53, 54, 85]. Für die größeren Strukturen, hergestellt mit niedrigeren Vorschüben als $v = 3 \text{ m/s}$, könnte der statische Kontaktwinkel höher sein, wenn eine starke Oberflächenoxidation hätte vermieden werden können. Die starke Oberflächenoxidation für niedrige Vorschübe kann mit der steigenden Anzahl an Nanopartikeln für sinkenden Vorschub korreliert werden. Da die Nanopartikel eine kugelförmige Form haben, müssen sie irgendwann während der Bearbeitung flüssig gewesen sein, was zu einer starken Oxidation führt. Durch die steigende Oberflächenoxidation für sinkenden Vorschub können die Benetzungseigenschaften der Oberflächen nicht direkt mit der Oberflächentopographie korreliert werden.

Tabelle 6.1: Massenanteil (w) der Legierungselemente, maximal erreichte Temperatur während der Bearbeitung und statischer Kontaktwinkel (KW) für alle applizierten Vorschubgeschwindigkeiten und eine unbearbeitete (unb.) Oberfläche.

| v / m/s | Fe / w | Cr / w | Ni / w | Mn / w | C / w | O / w | $\Delta T / K$ | KW / ° |
|---------|--------|--------|--------|--------|-------|-------|----------------|-------------|
| unb. | 72,4 | 16,0 | 8,1 | 1,9 | 1,5 | 0,1 | - | 81 ± 9 |
| 0,5 | 67,1 | 15,6 | 7,4 | 2,4 | 1,5 | 6,1 | 1780 | 128 ± 9 |
| 1 | 68,3 | 16,1 | 7,1 | 2,4 | 1,2 | 4,8 | 1245 | 133 ± 9 |
| 2 | 68,4 | 15,9 | 7,2 | 2,4 | 1,4 | 3,7 | 725 | 128 ± 7 |
| 3 | 70,1 | 16,4 | 7,2 | 2,3 | 1,2 | 2,7 | 575 | 144 ± 9 |
| 5 | 70,8 | 16,2 | 7,8 | 2,3 | 1,1 | 1,7 | 445 | 142 ± 9 |
| 10 | 71,7 | 16,4 | 7,8 | 2,3 | 1,2 | 0,7 | 305 | 130 ± 8 |

6.3 Herstellung superhydrophober Oberflächen bei hoher Produktivität²

Zum Zeitpunkt der Experimente lieferte der Laser eine Pulsenergie von $E_p = 1,75 \text{ mJ}$ bei einer Pulsrepetitionsrate von $f = 300 \text{ kHz}$ und einer Pulsdauer von $\tau = 8 \text{ ps}$ [57]. Der Laserstrahl war linear polarisiert. Zur Variation der Pulsrepetitionsrate wurde ein akustooptischer Modulator (AOM) mit einer Beugungseffizienz von 80 % benutzt. Zwei Pulsrepetitionsraten ($f = 100 \text{ kHz}$ und $f = 300 \text{ kHz}$) wurden benutzt. Zur Strahlauslenkung auf dem Werkstück wurde ein Galvanometer-Scanner mit einem F-Theta Objektiv der Brennweite 340 mm benutzt. Das Werkstück wurde ca. 2,25 Rayleighlängen unter der Fokusebene der Linse angebracht. Der Strahldurchmesser auf der Oberfläche des Werkstücks betrug $d_s = 500 \mu\text{m} \pm 20 \mu\text{m}$, was in einer mittleren Fluenz von $H = 0,71 \text{ J/cm}^2 \pm 0,06 \text{ J/cm}^2$ resultierte. Der Vorschub war in allen vorgestellten Experimenten senkrecht zur Polarisation des Laserstrahls. Um eine ähnliche Anzahl an Pulsen pro Ort $N_{ppo} = d_s \cdot f/v$ für beide Pulsrepetitionsraten zu erhalten, wurde ein Vorschub von $v = 10 \text{ m/s}$ für $f = 300 \text{ kHz}$ und von $v = 1 \text{ m/s}$ für $f = 100 \text{ kHz}$ appliziert.

Bearbeitet wurde polierter Edelstahl 1.4404 ($S_a = 0,2 \mu\text{m}$). Die Oberflächengüte ist in Bild 2.1(b) dargestellt. Mit den unterschiedlichen applizierten Prozessparametern wur-

²Ein Großteil der Ergebnisse, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden, wurde vom Autor dieser Dissertationsschrift bereits veröffentlicht [91].

de jeweils ein Quadrat von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ mittels parallel versetzter Linien bearbeitet. Um einen homogenen Energieeintrag für jeden Ort zu gewährleisten, war der Pfadabstand ein ganzzahliger Teiler eines halben Strahldurchmessers. Benutzt wurde ein Pfadabstand, der einem Viertel, einem Achtel und einem Sechzehntel des Strahldurchmessers auf dem Werkstück entsprach, was in 4, 8 und 16 Durchgängen pro Ort resultiert. Dadurch wurde der Energieeintrag pro Ort variiert.

Für eine Pulsrepetitionsrate von $f = 300 \text{ kHz}$ beträgt die applizierte mittlere Leistung 420 W und für $f = 100 \text{ kHz}$ beträgt sie 140 W . Aus Bild 5.4 ergibt sich ein thermisch induzierter Fokusschift von $0,3 \text{ Rayleighlängen}$ für $f = 300 \text{ kHz}$ und $0,1 \text{ Rayleighlängen}$ für $f = 100 \text{ kHz}$, wenn die Optik im thermischen Gleichgewicht ist. Da nur kleine Strahlauslenkungen nötig waren, um die Zielgeometrie zu bearbeiten, kann aus Gründen der Einfachheit von einem stationären Strahl auf der Fokussieroptik ausgegangen werden. Die maximale Bearbeitungsdauer ergibt sich für den geringsten Pfadabstand. Für eine Pulsrepetitionsrate von $f = 300 \text{ kHz}$ beträgt sie ca. $0,32 \text{ s}$ und für $f = 100 \text{ kHz}$ beträgt sie auf Grund des 10-fach geringeren Vorschubs $3,20 \text{ s}$. Da Laseroptiken zum Erreichen eines thermischen Gleichgewichts ungefähr 20 s brauchen [71], ist der thermisch induzierte Fokusschift signifikant geringer als in Abschnitt 5.3.3 beschrieben. Aus diesem Grund kann er vernachlässigt werden. Zur Vermeidung der Redeposition oxidierten Nanopartikel während der Bearbeitung wurde eine Flachdüse benutzt, die einen Luftstrom parallel zur Oberfläche mit einem Volumenstrom von ca. $42 \text{ m}^3/\text{h}$ realisierte.

6.3.1 Vorhersage der Oberflächenstruktur

Aus Kapitel 4 ist ein analytisches Modell bekannt [49], mit dessen Hilfe die Oberflächenstruktur, die aus der Laserbearbeitung resultiert, zuverlässig vorhergesagt werden kann. Die Materialeigenschaften für die Berechnungen können Tabelle 2.1 entnommen werden. Als Absorptionsgrad wurde $\eta_{\text{abs}} = 0,55$ benutzt [49] und für den Restwärmeeffizient wurde $\eta_{\text{heat}} = 0,38$ verwendet [55]. Aufgrund des großen Strahldurchmessers kann von eindimensionalem Wärmestrom während der Bearbeitung ausgegangen werden [49].

Die berechneten Temperaturanstiege während der Bearbeitung mit einer Pulsrepetitionsrate von $f = 300 \text{ kHz}$ und einem Vorschub von $v = 10 \text{ m/s}$ für alle applizierten Pfadabstände ist in Bild 6.4 dargestellt. Jeder Peak stellt dabei den Temperaturanstieg, verursacht durch aufeinanderfolgende Laserpulse während eines Durchgangs, dar [49]. Jeder Durchgang resultiert in einem Temperaturanstieg in Höhe von 440 K . Die Zeitspanne

zwischen den Durchgängen ist für das Werkstück nicht ausreichend, um auf seine ursprüngliche Temperatur abzukühlen. Daher wird von Durchgang zu Durchgang Wärme akkumuliert. Der erste Durchgang führt auf Grund von akkumulierter Wärme zu einer Temperaturerhöhung von 60 K und daher ist der maximale Temperaturanstieg während des zweiten Durchgangs 500 K. Je mehr Durchgänge appliziert werden, desto höher ist der maximale Temperaturanstieg, der im letzten Durchgang erreicht wird. Wenn der Pfadabstand einem Viertel des Strahldurchmessers auf dem Werkstück entsprach (gepunktete schwarze Linie in Bild 6.4), war der maximale Temperaturanstieg 580 K. Die Oberfläche, resultierend aus der Bearbeitung mit diesen Parametern, sollte Ripples aufweisen und möglicherweise feine Ansätze von Bumps zeigen [49, 55]. Wird der Pfadabstand auf ein Achtel des Strahldurchmessers reduziert (gestrichelte magenta Linie in Bild 6.4), wird ein maximaler Temperaturanstieg von 685 K während der Bearbeitung erreicht. Die Oberfläche, resultierend aus der Bearbeitung mit diesen Parametern, sollte stärker ausgeprägte Bumps aufweisen verglichen zur Oberfläche, die mit 4 Durchgängen

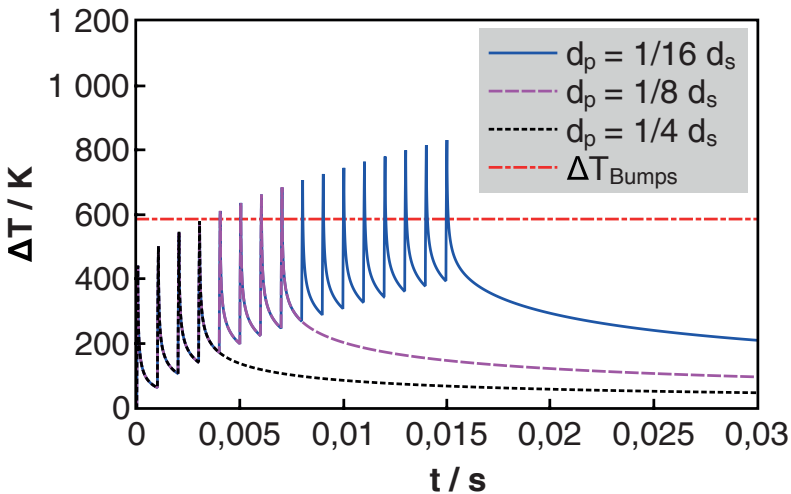


Bild 6.4: Berechneter Temperaturanstieg auf der Werkstückoberfläche von poliertem ($S_a = 0,2 \mu\text{m}$) Edelstahl 1.4404 während der Bearbeitung mit unterschiedlicher Anzahl an Durchgängen (resultierend aus unterschiedlichen Pfadabständen d_p) als Funktion der Zeit. Materialparameter: $\eta_{\text{abs}} = 0,55$, $\eta_{\text{heat}} = 0,38$, $\rho = 8000 \text{ kg/m}^3$, $c_p = 500 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$, $\kappa = 3,75 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Laserparameter: $E_p = 1,4 \text{ mJ}$, $f = 300 \text{ kHz}$, $d_s = 500 \mu\text{m}$, $v = 10 \text{ m/s}$.

gen hergestellt wurde. Ein weiteres Verringern des Pfadabstands auf ein Sechzehntel des Strahldurchmessers (blaue Linie in Bild 6.4) führt zu einem maximalen Temperaturanstieg von 830 K während der Bearbeitung. Stark ausgeprägte Bumps mit einer höheren Periode im Vergleich zu den Bumps hergestellt mit 8 Durchgängen pro Ort sollte die Oberfläche nach dem Prozess mit diesen Parametern aufweisen.

Die berechneten Temperaturanstiege während der Bearbeitung mit einer Pulsrepetitionsrate von $f = 100$ kHz und einem Vorschub von $v = 1$ m/s für alle applizierten Pfadabstände ist in Bild 6.5 dargestellt. Wenn der Pfadabstand einem Viertel des Strahldurchmessers entspricht (gepunktete schwarze Linie in Bild 6.5), ist der maximale Temperaturanstieg 675 K. Dieser Temperaturanstieg ist sehr ähnlich zu dem Temperaturanstieg, der mit einer Pulsrepetitionsrate von $f = 300$ kHz und mit 8 Durchgängen (gestrichelte magenta Linie in Bild 6.4) erreicht wird, daher sollte auch die Oberflächentopographie ähnlich sein. Wird der Pfadabstand auf ein Achtel des Strahldurchmessers reduziert (ge-

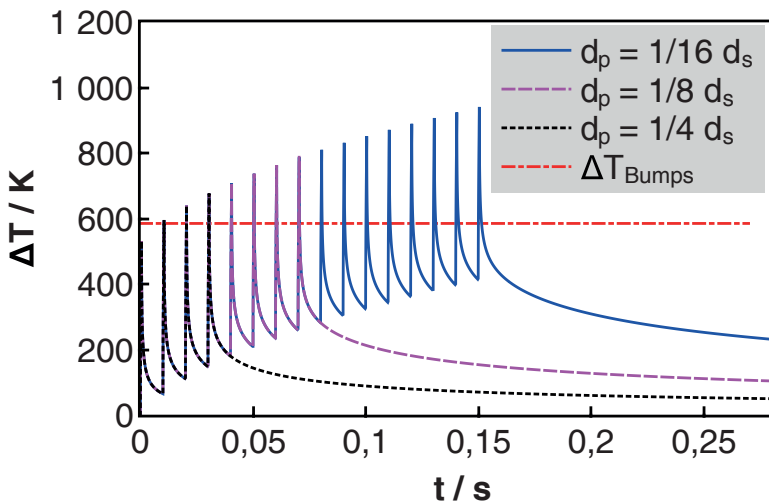
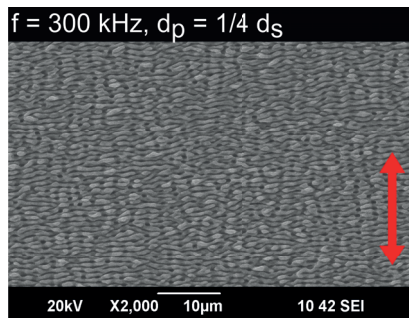
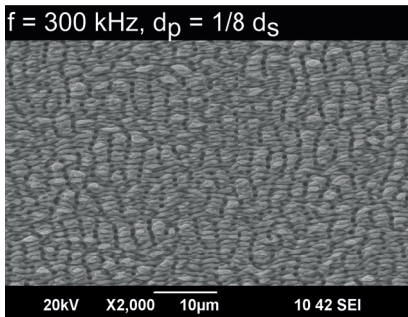


Bild 6.5: Berechneter Temperaturanstieg auf der Werkstückoberfläche von poliertem ($S_a = 0,2 \mu\text{m}$) Edelstahl 1.4404 während der Bearbeitung mit unterschiedlicher Anzahl an Durchgängen (resultierend aus unterschiedlichen Pfadabständen d_p) als Funktion der Zeit. Materialparameter: $\eta_{\text{abs}} = 0,55$, $\eta_{\text{heat}} = 0,38$, $\rho = 8000 \text{ kg/m}^3$, $c_p = 500 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$, $\kappa = 3,75 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Laserparameter: $E_p = 1,4 \text{ mJ}$, $f = 100 \text{ kHz}$, $d_s = 500 \mu\text{m}$, $v = 1 \text{ m/s}$.

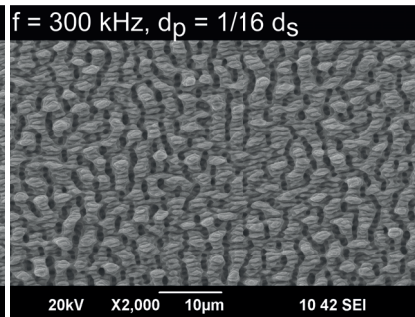
strichelte magenta Linie in Bild 6.5), folgt daraus ein maximaler Temperaturanstieg von 790 K während der Bearbeitung. Da dieser Temperaturanstieg sehr ähnlich ist zum Temperaturanstieg, der mit einer Pulsrepetitionsrate von $f = 300$ kHz und mit 16 Durchgängen (blaue Linie in Bild 6.4) erreicht wird, sollte die Oberflächentopographie erneut ähnlich sein. Weiteres Verringern des Pfadabstand auf ein Sechzehntel des Strahldurchmessers (blaue Linie in Bild 6.5) führt zu einem maximalen Temperaturanstieg von 940 K. Die Oberflächentopographie sollte Bumps mit einer größeren Periode aufweisen.



(a)



(b)



(c)

Bild 6.6: Laserinduzierte periodische Oberflächenstrukturen auf poliertem ($S_a = 0,2 \mu\text{m}$) Edelstahl 1.4404 hergestellt mit unterschiedlichen Pfadabständen d_p : (a) $1/4 d_b$, (b) $1/8 d_b$, (c) $1/16 d_b$. Der rote Doppelpfeil zeigt die Orientierung der Polarisation des Laserstrahls für alle applizierten Pfadabstände. Laserparameter: $\lambda = 1030$ nm, $f = 300$ kHz, $E_p = 1,4$ mJ, $d_b = 500 \mu\text{m}$, $H = 0,71$ J/cm², $v = 10$ m/s.

6.3.2 Experimentelle Ergebnisse

In Bild 6.6 sind laserinduzierte Oberflächenstrukturen dargestellt, die mit einer Pulsrepetitionsrate von $f = 300$ kHz, einem Vorschub von $v = 10$ m/s und unterschiedlichen Pfadabständen hergestellt wurden. Für diese Experimente wurden die gleichen Parameter benutzt wie für die Berechnungen des Temperaturanstiegs in Bild 6.4. Dank des Einsatzes einer Flachdüse ist in Bild 6.6 keine starke Ausprägung von redeponierten Nanopartikeln auf den Oberflächen zu sehen. Wurde ein Pfadabstand von einem Viertel des Strahldurchmessers benutzt (Bild 6.6(a)), treten ausschließlich Ripples auf. Für einen Pfadabstand von einem Achtel des Strahldurchmesser (Bild 6.6(b)) sind feine Bumps an der Oberfläche zu erkennen. Eine weitere Verringerung des Pfadabstands auf ein Sechzehntel des Strahldurchmessers (Bild 6.6(c)) führte zur Entstehung klar ausgeprägter Bumps mit einer Periode von ungefähr $3 \mu\text{m}$. Die experimentellen Ergebnisse stimmen folglich mit den Berechnungen, dargestellt in Bild 6.4, überein.

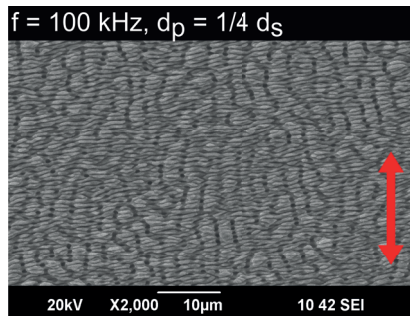
Sowohl alle Oberflächen, die in Bild 6.6 dargestellt sind, als auch eine unbearbeitete Oberfläche wurden mit einem Weißlichtinterferometer analysiert, um die mittlere Rautiefe S_{Rz} zu ermitteln. Jede Oberfläche wurde an 5 verschiedenen Positionen vermessen. Neben der finalen Oberflächenstruktur sind die Mittelwerte der mittleren Rautiefe S_{Rz} sowie deren statistische Abweichung in Tabelle 6.2 gelistet. Die mittlere Rautiefe

Tabelle 6.2: Mittlere Rautiefe S_{Rz} einer unbearbeiteten Fläche sowie der mit unterschiedlichen Pfadabständen strukturierten Oberflächen mit einer Pulsrepetitionsrate von $f = 300$ kHz und einem Vorschub von $v = 10$ m/s sowie mit einer Pulsrepetitionsrate von $f = 100$ kHz und einem Vorschub von $v = 1$ m/s. Weitere Laserparameter: $\lambda = 1030$ nm, $d_b = 500 \mu\text{m}$, $H = 0,71 \text{ J/cm}^2$.

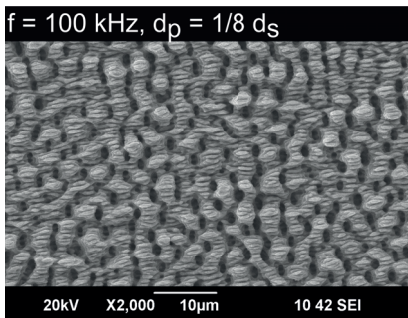
| f/kHz | $v/\text{m/s}$ | d_p/d_s | Bild | $S_{Rz}/\mu\text{m}$ | Strukturtyp |
|----------------|----------------|-----------|--------|----------------------|-----------------|
| | unbearbeitet | | 2.1(b) | $0,076 \pm 0,004$ | poliert |
| 300 | 10 | 1/4 | 6.6(a) | $1,467 \pm 0,035$ | Ripples |
| 300 | 10 | 1/4 | 6.6(b) | $2,088 \pm 0,035$ | Ripples / Bumps |
| 300 | 10 | 1/4 | 6.6(c) | $3,704 \pm 0,347$ | Bumps |
| 100 | 1 | 1/4 | 6.7(a) | $2,178 \pm 0,069$ | Ripples / Bumps |
| 100 | 1 | 1/8 | 6.7(b) | $4,348 \pm 0,243$ | Bumps |
| 100 | 1 | 1/16 | 6.7(c) | $8,960 \pm 0,812$ | grobe Bumps |

fe einer unbearbeiteten Oberfläche beträgt $0,076 \mu\text{m}$. Durch die Laserbearbeitung wurde die mittlere Rautiefe deutlich gesteigert. Für einen Pfadabstand, der ein Viertel des Strahldurchmessers war, beträgt die mittlere Rautiefe der resultierenden Oberfläche $1,467 \mu\text{m}$. Je niedriger der Pfadabstand, desto höher ist die mittlere Rautiefe S_{Rz} .

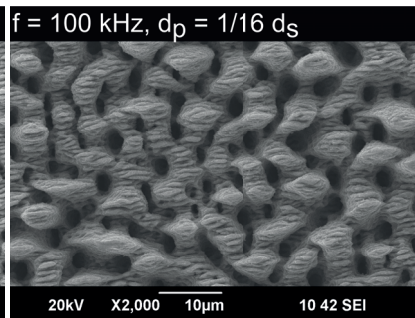
Die Oberflächenstrukturen, die mit einer Pulsrepetitionsrate von $f = 100 \text{ kHz}$, einem Vorschub von $v = 1 \text{ m/s}$ und unterschiedlichen Pfadabständen hergestellt wurden, sind in Bild 6.7 dargestellt. Dank des Einsatzes einer Flachdüse ist auch in Bild 6.7 keine



(a)



(b)



(c)

Bild 6.7: Laserinduzierte periodische Oberflächenstrukturen auf poliertem ($S_a = 0,2 \mu\text{m}$) Edelstahl 1.4404 hergestellt mit unterschiedlichen Pfadabständen d_p : (a) $1/4 d_b$, (b) $1/8 d_b$, (c) $1/16 d_b$. Der rote Doppelpfeil zeigt die Orientierung der Polarisation des Laserstrahls für alle applizierten Pfadabstände. Laserparameter: $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $f = 100 \text{ kHz}$, $E_p = 1,4 \text{ mJ}$, $d_b = 500 \mu\text{m}$, $H = 0,71 \text{ J/cm}^2$, $v = 1 \text{ m/s}$.

starke Ausprägung von redeponierten Nanopartikeln auf den Oberflächen zu sehen. Es wurden die gleichen Parameter für die Bearbeitung genutzt wie für die Berechnungen in Bild 6.5. War der Pfadabstand ein Viertel des Strahldurchmessers (Bild 6.7(a)), sind Ripples und feine Bumps auf der Oberfläche zu erkennen. Wie aus dem Vergleich der Berechnungen des Temperaturanstiegs erwartet, weist diese Oberfläche eine hohe Ähnlichkeit zur Oberfläche in Bild 6.6(b) auf, da auch der maximale Temperaturanstieg sehr ähnlich ist. Durch Verringern des Pfadabstands auf ein Achtel des Strahldurchmessers (Bild 6.7(b)) sind klar ausgeprägte Bumps an der Oberfläche zu sehen. Die Ähnlichkeit mit der in Bild 6.6(c) dargestellten Oberfläche kann erneut mit dem ähnlichen maximalen Temperaturanstieg während der Bearbeitung korreliert werden. Eine weitere Verringerung des Pfadabstands auf ein Sechzehntel des Strahldurchmessers (Bild 6.7(c)) führt zur Entstehung grober Bumps mit einer Periode von ungefähr $10\text{ }\mu\text{m}$.

Die gemessene mittlere Rautiefe S_{Rz} und der Strukturtyp für alle Oberflächen in Bild 6.7 sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Die mittlere Rautiefe S_{Rz} steigt erneut an, wenn der Pfadabstand sinkt. Oberflächen, für die ein ähnlicher maximaler Temperaturanstieg während der Bearbeitung berechnet wurde ($f = 300\text{ kHz}$, $d_p = 1/8\text{ d}_s$, $v = 10\text{ m/s}$ im Vergleich zu $f = 100\text{ kHz}$, $d_p = 1/4\text{ d}_s$, $v = 1\text{ m/s}$ sowie $f = 300\text{ kHz}$, $d_p = 1/16\text{ d}_s$, $v = 10\text{ m/s}$ im Vergleich zu $f = 100\text{ kHz}$, $d_p = 1/8\text{ d}_s$, $v = 1\text{ m/s}$), weisen innerhalb der Messungenauigkeiten eine ähnliche mittlere Rautiefe S_{Rz} auf.

6.3.3 Oberflächenchemie

Der Anteil an Eisen (Fe), Chrom (Cr), Nickel (Ni), Mangan (Mn), Kohlenstoff (C) und Sauerstoff (O) aller hergestellten Oberflächen wurde mittels EDX ermittelt. Für jede Oberfläche wurden vier Messungen an unterschiedlichen Stellen auf der Oberfläche durchgeführt. In Tabelle 6.3 ist der gemittelte Anteil der Legierungselemente für alle hergestellten Oberflächen und eine unbearbeitete Fläche gelistet. Aus den Messungenauigkeiten ergibt sich eine absolute Abweichung der Mittelwerte von ungefähr 0,25 % für alle Anteile an Elementen.

Im Vergleich zu einer unbearbeiteten Oberfläche weisen alle bearbeiteten Oberflächen einen signifikanten Zuwachs des Sauerstoffanteils auf, was auf eine Oxidation der bearbeiteten Flächen an Luft während der Bearbeitung zurückgeführt werden kann. Durch die Laserbearbeitung sinkt der Eisenanteil, was auf die Bildung eines Eisenoxids an der Oberfläche hinweist. Der Anteil an Mangan ist durch die Bearbeitung gestiegen. Innerhalb der Messunsicherheit zeigen die anderen Legierungselemente keine Änderung durch die Laserbearbeitung. Weiterhin weisen die hergestellten Oberflächen innerhalb der Messunsicherheit eine vergleichbare Oberflächenchemie zueinander auf. Eine starke Oberflächenoxidation verursacht durch die Redeposition von oxidierten Nanopartikeln während der Bearbeitung, wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, konnte nachweislich durch die Verwendung eines Luftstroms parallel zur Oberfläche während der Bearbeitung verhindert werden.

Tabelle 6.3: Massenanteil (w) der Legierungselemente für alle applizierten Parameter.

| f / kHz | v / m/s | d _p /d _s | Fe / w | Cr / w | Ni / w | Mn / w | C / w | O / w |
|--------------|---------|--------------------------------|--------|--------|--------|--------|-------|-------|
| unbearbeitet | | | 72,2 | 17,4 | 7,5 | 1,2 | 1,0 | 0,0 |
| 300 | 10,0 | 1/4 | 71,1 | 16,6 | 7,2 | 2,6 | 0,7 | 0,9 |
| 300 | 10,0 | 1/8 | 70,9 | 16,6 | 7,1 | 2,7 | 0,8 | 0,9 |
| 300 | 10,0 | 1/16 | 71,0 | 17,1 | 6,7 | 3,0 | 0,7 | 0,9 |
| 100 | 1,0 | 1/4 | 70,6 | 16,5 | 7,2 | 2,8 | 0,8 | 1,5 |
| 100 | 1,0 | 1/8 | 70,3 | 17,0 | 6,7 | 3,2 | 0,7 | 1,5 |
| 100 | 1,0 | 1/16 | 69,1 | 17,8 | 6,0 | 3,6 | 0,6 | 2,2 |

6.3.4 Benetzungseigenschaften und Strukturrate

Der statische Kontaktwinkel wurde für alle in Bild 6.6 und Bild 6.7 dargestellten Oberflächen mit dem Kontaktwinkelmessgerät OCA 15EC gemessen. Oberflächen mit hierarchischen Strukturen (Bumps) sollten im Vergleich zu Ripples einen höheren Kontaktwinkel aufweisen [53, 54, 85]. Die Kontaktwinkelmessungen wurden 50 Tage nach der Laserbearbeitung durchgeführt, damit die Oberfläche konstante Benetzungseigenschaften aufweist [85]. Für jede Oberfläche wurden 5 Messungen durchgeführt. Der Mittelwert und die statistische Unsicherheit des ermittelten Kontaktwinkels sind in Tabelle 6.4 aufgeführt. Da die Oberflächenchemie aller hergestellten Oberflächen sehr ähnlich zueinander war, kann davon ausgegangen werden, dass die Benetzungseigenschaften der Oberflächen alleine durch eine Änderung der Oberflächentopographie beeinflusst wurden. Alle hergestellten Oberflächen zeigen ein hydrophobes Verhalten. Der geringste statische Kontaktwinkel wurde für die in Bild 6.6(a) dargestellte Oberflächenstruktur gemessen, da es sich bei Ripples um eine monoskalige Oberflächenstruktur handelt. Der höchste statische Kontaktwinkel von 173° , siehe Bild 6.8, wurde für die Oberfläche dargestellt in Bild 6.7(c) gemessen. Diese Oberfläche weist die rauensten hierarchischen Strukturen auf und nach [54] bietet eine raue Oberfläche einem Wassertropfen eine geringere Kontaktfläche, was letztlich zu einer geringeren Benetzung der Oberfläche selbst führt. Innerhalb der Messungenauigkeiten weisen Oberflächen mit ähnlicher Topographie ($f = 300$ kHz, $d_p = 1/8 d_s$, $v = 10$ m/s im Vergleich zu $f = 100$ kHz, $d_p = 1/4 d_s$, $v = 1$ m/s sowie $f = 300$ kHz, $d_p = 1/16 d_s$, $v = 10$ m/s im Vergleich zu $f = 100$ kHz, $d_p = 1/8 d_s$, $v = 1$ m/s) auch eine ähnliche Benetzung auf.

Tabelle 6.4: Statischer Kontaktwinkel (KW) und Strukturrate für alle applizierten Laserparameter.

| f / kHz | v / m/s | d_p/d_s | Strukturtyp | KW / ° | Strukturrate / mm^2/s |
|-----------|-----------|-----------|-----------------|-------------|---------------------------------------|
| 300 | 10 | 1/4 | Ripples | 136 ± 2 | 1250 |
| 300 | 10 | 1/8 | Ripples / Bumps | 144 ± 4 | 625 |
| 300 | 10 | 1/16 | Bumps | 158 ± 5 | 312,5 |
| 100 | 1 | 1/4 | Ripples / Bumps | 156 ± 4 | 125 |
| 100 | 1 | 1/8 | Bumps | 165 ± 3 | 62,5 |
| 100 | 1 | 1/16 | grobe Bumps | 173 ± 6 | 31,25 |

In Tabelle 6.4 ist auch die Strukturrate gelistet. Es konnten Strukturraten von bis zu $312,5 \text{ mm}^2/\text{s}$ für Bumps und von bis zu $1250 \text{ mm}^2/\text{s}$ für Ripples umgesetzt werden. Zur Umsetzung ähnlicher Strukturen wurde mit dreifacher Pulsrepetitionsrate eine fünffach höhere Strukturrate realisiert, da Wärmeakkumulationseffekte sinnvoll genutzt wurden.

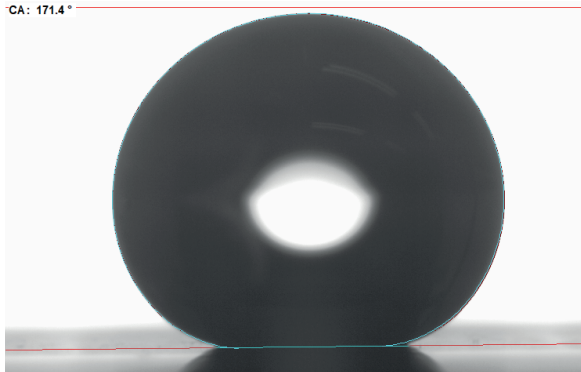


Bild 6.8: Aufnahme eines Wassertropfens auf der hierarchischen Struktur dargestellt in Bild 6.7(c). Der Wassertropfen hat einen statischen Kontaktwinkel von 171° . Laserparameter: $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $E_p = 1,4 \text{ mJ}$, $d_s = 500 \mu\text{m}$, $H = 0,71 \text{ J/cm}^2$, $f = 100 \text{ kHz}$, $d_p/d_s = 1/16$.

7 Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit war die Herstellung funktionalisierter Oberflächen mittels Strahlquellen mit mehreren Hundert Watt mittlerer Leistung bei hoher Produktivität. Um dieses Ziel zu erreichen, wurden die entstehenden Prozessemissionen und ihr Einfluss auf die Bearbeitung untersucht, das Modell zur Darstellung der Wärmeakkumulationseffekte weiterentwickelt und validiert sowie die Auswirkung hoher mittlerer Laserleistungen auf Laseroptiken bestimmt. Jedes untersuchte Teilgebiet kann limitierend für einen Bearbeitungsprozess sein.

Zunächst wurde die Wechselwirkung zwischen Laserpuls und Materie und die dabei entstehenden Prozessemissionen untersucht. Mit Hilfe von Kameraaufnahmen konnten die Prozessemissionen detektiert werden. Mittels der Aufnahmen konnte die Masse und Geschwindigkeit der Prozessemissionen quantifiziert werden. Eine Ablationswolke, die bei der gepulsten Bearbeitung entsteht, kann bei hinreichend kurzen Zeitabständen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Laserpulsen den nachfolgenden Laserpuls abschirmen und so eine homogene Bearbeitung der Oberfläche verhindern. Die beim Prozess entstehenden Nanopartikel können an der Oberfläche adsorbieren und haben maßgeblichen Einfluss auf die Oberflächenchemie, da sie stark oxidiert sind. Zur Vermeidung dieser Adsorption stark oxidiert Nanopartikel kann ein Luftstrom parallel zur Oberfläche zur Evakuierung der Nanopartikel aus der Prozesszone genutzt werden.

Bei der repetitiven Bearbeitung müssen Wärmeakkumulationseffekte berücksichtigt werden. Das bekannte analytische Modell der Wärmeakkumulation wurde derart erweitert, dass Mehrfachdurchgänge und -überfahrten des Laserstrahls über einen Punkt an der Oberfläche beschrieben werden können. Zur Berechnung des Temperaturanstiegs während der Bearbeitung war es notwendig, den Absorptionsgrad unbearbeiteter Oberflächen sowie der unterschiedlichen Strukturtypen zu ermitteln, da dieser eine zentrale Rolle bei den Berechnungen darstellt. Mit Hilfe des Modells können zuverlässige Vorhersagen bezüglich der prozessresultierenden Oberflächenstruktur getroffen werden.

Hohe mittlere Laserleistungen sind nicht nur für die Materialbearbeitung selbst herausfordernd, sie stellen auch eine Herausforderung an die Systemtechnik dar. Zur Fokussierung eines Laserstrahls wird meist eine transmissive Optik genutzt. Bei transmissiven Komponenten kann Laserleistung sowohl von der Beschichtung als auch vom Substrat

absorbiert werden. Die Aufnahme von Laserleistung führt zu Temperaturgradienten, die den Brechungsindex beeinflussen und in einer Verschiebung der Fokusebene der Linse resultieren. Dieser Effekt wird thermisch induzierter Fokusschift genannt. Die thermische Brechkraft dünner Linsen und F-Theta Linsen wurde ermittelt. Der leistungsabhängige thermisch induzierte Fokusschift kann abhängig von den applizierten Prozessparametern bei der Auslegung der Bearbeitung berücksichtigt werden. So können für unterschiedliche mittlere Leistungen reproduzierbare Ergebnisse erzielt werden.

Unter Berücksichtigung aller untersuchten Aspekte ist es möglich, den Prozess von einigen Watt mittlerer Leistung auf mehrere Hundert Watt zu skalieren. Neben der Oberflächentopographie kann eine ähnliche Oberflächenchemie realisiert werden und letztlich eine vergleichbare Funktionalität der bearbeiteten Oberfläche.

Literaturverzeichnis

- [1] HÜGEL, H.; GRAF, T.: *Laser in der Fertigung - Grundlagen der Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2014.
- [2] TA, D. V.; DUNN, A.; WASLEY, T. J.; KAY, R. W.; STRINGER, J.; SMITH, P. J.; CONNAUGHTON, C.; SHEPHARD, J. D.: *Nanosecond laser textured superhydrophobic metallic surfaces and their chemical sensing applications*. Appl. Surf. Science **357** (2015), S. 248–254.
- [3] JAGDHEESH, R.; GARCÍA-BALLESTEROS, J.; OCAÑA, J.: *One-step fabrication of near superhydrophobic aluminum surface by nanosecond laser ablation*. Appl. Surf. Science **374** (2016), S. 2–11.
- [4] GREGORČIČ, P.; ŠETINA-BATIČ, B.; HOČEVAR, M.: *Controlling the stainless steel surface wettability by nanosecond direct laser texturing at high fluences*. Appl. Phys. A **123** (2017) Nr. 12, S. 766.
- [5] BONSE, J.; HÖHM, S.; KIRNER, S. V.; ROSENFELD, A.; KRÜGER, J.: *Laser-induced periodic surface structures—a scientific evergreen*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **23** (2017) Nr. 3, S. 109–123.
- [6] BIRNBAUM, M.: *Semiconductor surface damage produced by ruby lasers*. J. Appl. Phys. **36** (1965) Nr. 11, S. 3688–3689.
- [7] SIPE, J.; YOUNG, J. F.; PRESTON, J.; VAN DRIEL, H.: *Laser-induced periodic surface structure. I. Theory*. Phys. Rev. B **27** (1983) Nr. 2, S. 1141.
- [8] YOUNG, J. F.; PRESTON, J.; VAN DRIEL, H.; SIPE, J.: *Laser-induced periodic surface structure. II. Experiments on Ge, Si, Al, and brass*. Phys. Rev. B **27** (1983) Nr. 2, S. 1155.
- [9] YOUNG, J. F.; SIPE, J.; VAN DRIEL, H.: *Laser-induced periodic surface structure. III. Fluence regimes, the role of feedback, and details of the induced topography in germanium*. Phys. Rev. B **30** (1984) Nr. 4, S. 2001.
- [10] OZKAN, A.; MALSHE, A.; RAILKAR, T.; BROWN, W.; SHIRK, M.; MOLIAN, P.: *Femtosecond laser-induced periodic structure writing on diamond crystals and microclusters*. Appl. Phys. Lett. **75** (1999) Nr. 23, S. 3716–3718.
- [11] BONSE, J.; STURM, H.; SCHMIDT, D.; KAUTEK, W.: *Chemical, morphological and accumulation phenomena in ultrashort-pulse laser ablation of TiN in air*. Appl. Phys. A **71** (2000) Nr. 6, S. 657–665.

- [12] REIF, J.; COSTACHE, F.; HENYK, M.; PANDELOV, S. V.: *Ripples revisited: non-classical morphology at the bottom of femtosecond laser ablation craters in transparent dielectrics*. Appl. Surf. Science **197** (2002), S. 891–895.
- [13] WU, Q.; MA, Y.; FANG, R.; LIAO, Y.; YU, Q.; CHEN, X.; WANG, K.: *Femtosecond laser-induced periodic surface structure on diamond film*. Appl. Phys. Lett. **82** (2003) Nr. 11, S. 1703–1705.
- [14] BOROWIEC, A.; HAUGEN, H.: *Subwavelength ripple formation on the surfaces of compound semiconductors irradiated with femtosecond laser pulses*. Appl. Phys. Lett. **82** (2003) Nr. 25, S. 4462–4464.
- [15] TSIBIDIS, G. D.; FOTAKIS, C.; STRATAKIS, E.: *From ripples to spikes: A hydrodynamical mechanism to interpret femtosecond laser-induced self-assembled structures*. Phys. Rev. B **92** (2015) Nr. 4, S. 041405.
- [16] MYRELL, A.: *Untersuchung des Zusammenhanges zwischen chemischen sowie geometrischen Eigenschaften und der Hydrophobizität von laserstrukturierten Oberflächen anhand des Edelstahl 1.4404*, Bd. Masterarbeit. Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 2017-53, 2018.
- [17] DEUTSCHE-EDELSTAHLWERKE: *Werkstoffdatenblatt 1.4301*. https://www.dew-stahl.com/fileadmin/files/dew-stahl.com/documents/Publikationen/Werkstoffdatenblaetter/RSH/1.4301_de.pdf, accessed: 2018-02-06.
- [18] DEUTSCHE-EDELSTAHLWERKE: *Werkstoffdatenblatt 1.4404*. https://www.dew-stahl.com/fileadmin/files/dew-stahl.com/documents/Publikationen/Werkstoffdatenblaetter/RSH/1.4404_de.pdf, accessed: 2018-02-06.
- [19] FÖRSTER, D. J.; WEBER, R.; GRAF, T.: *Residual heat during ultrashort laser drilling of metals*. In: Proceedings of LPM2017-the 18th International Symposium on Laser Precision Microfabrication. 2017.
- [20] MICHALOWSKI, A.: *Untersuchungen zur Mikrobearbeitung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen*, Bd. 76. Herbert Utz Verlag, 2014.
- [21] BERGSTRÖM, D.; POWELL, J.; KAPLAN, A.: *The absorption of light by rough metal surfaces—A three-dimensional ray-tracing analysis*. J. Appl. Phys. **103** (2008) Nr. 10, S. 103515.
- [22] KWON, H.; BAEK, W.-K.; KIM, M.-S.; SHIN, W.-S.; YOH, J. J.: *Temperature-dependent absorptance of painted aluminum, stainless steel 304, and titanium for 1.07 μm and 10.6 μm laser beams*. Optics and Lasers in Engineering **50** (2012) Nr. 2, S. 114–121.
- [23] *Prüfung fester und flüssiger Brennstoffe - Bestimmung des Brennwertes mit dem Bomben-Kalorimeter und Berechnung des Heizwertes*. Mai 2003.

- [24] 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.
- [25] VOROBYEV, A. Y.; GUO, C.: *Direct femtosecond laser surface nano/microstructuring and its applications*. Laser & Photonics Reviews **7** Nr. 3, S. 385–407.
- [26] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2006.
- [27] KAGANOV, M.; LIFSHITZ, E.; TANATAROV, L.: *Relaxation between electrons and the crystalline lattice*. Journal of Experimental and Theoretical Physics **4** (1957), S. 173–178.
- [28] ANISIMOV, S. I.: *Effect of the powerful light fluxes on metals*. Sov. Phys. Tech. Phys. **11** (1967), S. 945.
- [29] BREITLING, D.; RUF, A.; DAUSINGER, F.: *Fundamental aspects in machining of metals with short and ultrashort laser pulses*. In: Photon Processing in Microelectronics and Photonics III. International Society for Optics and Photonics, 2004, S. 49–64.
- [30] RUF, A.: *Modellierung des Perkussionsbohrens von Metallen mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern*. Utz, 2004.
- [31] RETHFELD, B.; SOKOLOWSKI-TINTEN, K.; VON DER LINDE, D.; ANISIMOV, S.: *Timescales in the response of materials to femtosecond laser excitation*. Appl. Phys. A **79** (2004) Nr. 4-6, S. 767–769.
- [32] SCUDERI, D.; ALBERT, O.; MOREAU, D.; PRONKO, P.; ETCHEPARE, J.: *Interaction of a laser-produced plume with a second time delayed femtosecond pulse*. Appl. Phys. Lett. **86** (2005) Nr. 7, S. 071502.
- [33] LIU, J. M.: *Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes*. Opt. Lett. **7** (May 1982) Nr. 5, S. 196–198.
- [34] DÖRING, S.; RICHTER, S.; NOLTE, S.; TÜNNERMANN, A.: *In situ imaging of hole shape evolution in ultrashort pulse laser drilling*. Optics express **18** (2010) Nr. 19, S. 20395–20400.
- [35] RACIUKAITIS, G.; BRIKAS, M.; GECYS, P.; GEDVILAS, M.: *Accumulation effects in laser ablation of metals with high-repetition-rate lasers*. In: High-Power Laser Ablation VII. International Society for Optics and Photonics, 2008, S. 70052L.
- [36] CHICHKOV, B.; MOMMA, C.; NOLTE, S. AND VON ALVENSLEBEN, F.; TÜNNERMANN, A.: *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*. Appl. Phys. A **63** (1996) Nr. 2, S. 109–115.
- [37] KISIC, S.: *Visualisierung des Abtragprozesses bei der gepulsten Laserbearbeitung von Edelstahl*, Bd. Masterarbeit. Inst. f. Strahlwerkzeuge: IFSW 2017-55, 2018.

- [38] NEUENSCHWANDER, B.; JAEGGI, B.; SCHMID, M.: *From fs to sub-ns: Dependence of the material removal rate on the pulse duration for metals*. Physics Procedia **41** (2013), S. 794–801.
- [39] FÖRSTER, D. J.; FAAS, S.; GRÖNINGER, S.; BAUER, F.; MICHALOWSKI, A.; WEBER, R.; GRAF, T.: *Shielding effects and re-deposition of material during processing of metals with bursts of ultra-short laser pulses*. Appl. Surf. Science **440** (2018), S. 926–931.
- [40] POVARNITSYN, M.; ITINA, T.; KHISHCHENKO, K.; LEVASHOV, P.: *Suppression of ablation in femtosecond double-pulse experiments*. Physical review letters **103** (2009) Nr. 19, S. 195002.
- [41] POVARNITSYN, M. E.; ITINA, T. E.; LEVASHOV, P. R.; KHISHCHENKO, K. V.: *Simulation of ultrashort double-pulse laser ablation*. Appl. Surf. Science **257** (2011) Nr. 12, S. 5168–5171.
- [42] POVARNITSYN, M. E.; FOKIN, V. B.; LEVASHOV, P. R.; ITINA, T. E.: *Molecular dynamics simulation of subpicosecond double-pulse laser ablation of metals*. Phys. Rev. B **92** (2015) Nr. 17, S. 174104.
- [43] SEMEROK, A.; DUTOUQUET, C.: *Ultrashort double pulse laser ablation of metals*. Thin solid films **453** (2004), S. 501–505.
- [44] NEUENSCHWANDER, B.; KRAMER, T.; LAUER, B.; JAEGGI, B.: *Burst mode with ps-and fs-pulses: Influence on the removal rate, surface quality, and heat accumulation*. In: Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XX. International Society for Optics and Photonics, 2015, S. 93500U.
- [45] DONNELLY, T.; LUNNEY, J.; AMORUSO, S.; BRUZZESE, R.; WANG, X.; NI, X.: *Double pulse ultrafast laser ablation of nickel in vacuum*. J. Appl. Phys. **106** (2009) Nr. 1, S. 013304.
- [46] ROBERTS, D.; DU PLESSIS, A.; BOTHA, L.: *Femtosecond laser ablation of silver foil with single and double pulses*. Appl. Surf. Science **256** (2010) Nr. 6, S. 1784–1792.
- [47] HARTMANN, C. A.; FEHR, T.; BRAJDIC, M.; GILLNER, A.: *Investigation on laser micro ablation of steel using short and ultrashort IR multipulses*. JLMN-Journal of Laser Micro/Nanoengineering **2** (2007) Nr. 1, S. 44–48.
- [48] BAUER, F.: *Grundlegende Untersuchungen zum Abtragen von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen*. Friedrich-Schiller-University Jena, 2018.
- [49] FAAS, S.; BIELKE, U.; WEBER, R.; GRAF, T.: *Prediction of the surface structures resulting from heat accumulation during processing with picosecond laser pulses at the average power of 420 W*. Appl. Phys. A **124** (2018) Nr. 9, S. 612.
- [50] WEBER, R.; GRAF, T.; BERGER, P.; ONUSEIT, V.; WIEDENMANN, M.; FREI-

- TAG, C.; FEUER, A.: *Heat accumulation during pulsed laser materials processing*. Optics express **22** (2014) Nr. 9, S. 11312–11324.
- [51] KONONENKO, T.; FREITAG, C.; KOMLENOK, M.; ONUSEIT, V.; WEBER, R.; GRAF, T.; KONOV, V.: *Heat accumulation effects in short-pulse multi-pass cutting of carbon fiber reinforced plastics*. J. Appl. Phys. **118** (2015) Nr. 10, S. 103105.
- [52] WEBER, R.; FREITAG, C.; KONONENKO, T. V.; HAFNER, M.; ONUSEIT, V.; BERGER, P.; GRAF, T.: *Short-pulse laser processing of CFRP*. Physics Procedia **39** (2012), S. 137–146.
- [53] WU, B.; ZHOU, M.; LI, J.; YE, X.; LI, G.; CAI, L.: *Superhydrophobic surfaces fabricated by microstructuring of stainless steel using a femtosecond laser*. Applied surface science **256** (2009) Nr. 1, S. 61–66.
- [54] BIZI-BANDOKI, P.; BENAYOUN, S.; VALETTE, S.; BEAUGIRAUD, B.; AUDOUARD, E.: *Modifications of roughness and wettability properties of metals induced by femtosecond laser treatment*. Appl. Surf. Science **257** (2011) Nr. 12, S. 5213–5218.
- [55] BAUER, F.; MICHALOWSKI, A.; KIEDROWSKI, T.; NOLTE, S.: *Heat accumulation in ultra-short pulsed scanning laser ablation of metals*. Optics express **23** (2015) Nr. 2, S. 1035–1043.
- [56] VOROBYEV, A.; GUO, C.: *Effects of nanostructure-covered femtosecond laser-induced periodic surface structures on optical absorptance of metals*. Appl. Phys. A **86** (2007) Nr. 3, S. 321–324.
- [57] NEGEL, J.; VOSS, A.; ABDOL AHMED, M.; BAUER, D.; SUTTER, D.; KILLI, A.; GRAF, T.: *1.1 kW average output power from a thin-disk multipass amplifier for ultrashort laser pulses*. Opt. Lett. **38** (Dec 2013) Nr. 24, S. 5442–5445.
- [58] WEBER, R.; GRAF, T.; FREITAG, C.; FEUER, A.; , T.; KONOV, V. I.: *Processing constraints resulting from heat accumulation during pulsed and repetitive laser materials processing*. Optics express **25** (2017) Nr. 4, S. 3966–3979.
- [59] GAMALY, E. G.; RODE, A. V.; LUTHER-DAVIES, B.; TIKHONCHUK, V. T.: *Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics*. Physics of plasmas **9** (2002) Nr. 3, S. 949–957.
- [60] ANCONA, A.; RÖSER, F.; RADEMAKER, K.; LIMPERT, J.; NOLTE, S.; TÜN-NERMANN, A.: *High speed laser drilling of metals using a high repetition rate, high average power ultrafast fiber CPA system*. Optics express **16** (2008) Nr. 12, S. 8958–8968.
- [61] VOROBYEV, A.; GUO, C.: *Direct observation of enhanced residual thermal energy coupling to solids in femtosecond laser ablation*. Appl. Phys. Lett. **86** (2005) Nr. 1, S. 011916.
- [62] VOROBYEV, A.; GUO, C.: *Enhanced energy coupling in femtosecond laser-metal*

- interactions at high intensities*. Optics express **14** (2006) Nr. 26, S. 13113–13119.
- [63] CARSLAW, H.; JAEGER, J.: *Conduction of heat in solids: Oxford Science Publications*. Oxford, England, 1959.
- [64] JAEGLI, B.; NEUENSCHWANDER, B.; SCHMID, M.; MURALT, M.; ZUERCHER, J.; HUNZIKER, U.: *Influence of the Pulse Duration in the ps-Regime on the Ablation Efficiency of Metals*. Physics Procedia **12** (2011), S. 164 – 171, lasers in Manufacturing 2011 - Proceedings of the Sixth International WLT Conference on Lasers in Manufacturing.
- [65] FAAS, S.; FOERSTER, D. J.; WEBER, R.; GRAF, T.: *Determination of the thermally induced focal shift of processing optics for ultrafast lasers with average powers of up to 525 W*. Optics Express **26** (2018) Nr. 20, S. 26020–26029.
- [66] LEVITON, D.; FREY, B.: *Temperature-dependent absolute refractive index measurements of synthetic fused silica*. 2006.
- [67] DUPOUY, P.-E.; BÜCHNER, M.; PAQUIER, P.; TRÉNEC, G.; VIGUÉ, J.: *Interferometric measurement of the temperature dependence of an index of refraction: application to fused silica*. Appl. Opt. **49** (Feb 2010) Nr. 4, S. 678–682.
- [68] FORBES, A.: *Laser Beam Propagation - Generation and Propagation of Customized Light*. Boca Raton, Fla: CRC Press, 2014.
- [69] THIEL, C.; WEBER, R.; JOHANNSEN, J.; GRAF, T.: *Stabilization of a Laser Welding Process Against Focal Shift Effects using Beam Manipulation*. Physics Procedia **41** (2013), S. 209 – 215, lasers in Manufacturing (LiM 2013).
- [70] HEMMERICH, M.; THIEL, C.; LUPP, F.; HANEBUTH, H.; WEBER, R.; GRAF, T.: *Reduction of Focal Shift Effects in Industrial Laser Beam Welding by Means of Innovative Protection Glass Concept*. Physics Procedia **56** (2014), S. 681 – 688, 8th International Conference on Laser Assisted Net Shape Engineering LANE 2014.
- [71] ABT, F.; HESS, A.; DAUSINGER, F.: *Temporal behaviour of the focal shift of beam forming optics for high power single mode lasers*. In: International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics. LIA, 2008, S. 1302.
- [72] FREITAG, C.; WIEDENMANN, M.; NEGEL, J.-P.; LOESCHER, A.; ONUSEIT, V.; WEBER, R.; AHMED, M. A.; GRAF, T.: *High-quality processing of CFRP with a 1.1-kW picosecond laser*. Appl. Phys. A **119** (2015) Nr. 4, S. 1237–1243.
- [73] NEGEL, J.-P.; LOESCHER, A.; BAUER, D.; SUTTER, D.; KILLI, A.; ABDU AHMED, M.; GRAF, T.: *Second Generation Thin-Disk Multipass Amplifier Delivering Picosecond Pulses with 2 kW of Average Output Power*. In: Lasers Congress 2016 (ASSL, LSC, LAC). Optical Society of America, 2016, S. ATu4A.5.
- [74] GRAF, T.; BALMER, J.; WEBER, R.; WEBER, H.: *Multi-Nd:YAG-rod variable-configuration resonator (VCR) end pumped by multiple diode-laser bars*. Optics Communications **135** (1997) Nr. 1, S. 171 – 178.

- [75] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering* -. Berlin, Heidelberg: Springer, 2007.
- [76] GRAF, T.: *Laser: Grundlagen der Laserstrahlquellen*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2009.
- [77] IMMINK, H.: *Superhydrophobe Oberflächen: Funktionserhaltung durch Regeneration*. Onlinedissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2009).
- [78] FENG, L.; LI, S.; LI, Y.; LI, H.; ZHANG, L.; ZHAI, J.; SONG, Y.; LIU, B.; JIANG, L.; ZHU, D.: *Super-hydrophobic surfaces: from natural to artificial*. *Advanced materials* **14** (2002) Nr. 24, S. 1857–1860.
- [79] LOO, C.-Y.; YOUNG, P. M.; LEE, W.-H.; CAVALIERE, R.; WHITCHURCH, C. B.; ROHANIZADEH, R.: *Superhydrophobic, nanotextured polyvinyl chloride films for delaying Pseudomonas aeruginosa attachment to intubation tubes and medical plastics*. *Acta biomaterialia* **8** (2012) Nr. 5, S. 1881–1890.
- [80] WENZEL, R. N.: *Resistance of solid surfaces to wetting by water*. *Industrial & Engineering Chemistry* **28** (1936) Nr. 8, S. 988–994.
- [81] BICO, J.; TORDEUX, C.; QUÉRÉ, D.: *Rough wetting*. *EPL (Europhysics Letters)* **55** (2001) Nr. 2, S. 214.
- [82] JIANG, L.; WANG, R.; YANG, B.; LI, T.; TRYK, D.; FUJISHIMA, A.; HASHIMOTO, K.; ZHU, D.: *Binary cooperative complementary nanoscale interfacial materials*. *Pure and applied chemistry* **72** (2000) Nr. 1-2, S. 73–81.
- [83] SOLGA, A.; CERMAN, Z.; STRIFFLER, B. F.; SPAETH, M.; BARTHLOTT, W.: *The dream of staying clean: Lotus and biomimetic surfaces*. *Bioinspiration & biomimetics* **2** (2007) Nr. 4, S. S126.
- [84] FORBES, P.: *Self-cleaning materials*. *Scientific American* **299** (2008) Nr. 2, S. 88–95.
- [85] KIETZIG, A.-M.; HATZIKIRIAKOS, S. G.; ENGLEZOS, P.: *Patterned superhydrophobic metallic surfaces*. *Langmuir* **25** (2009) Nr. 8, S. 4821–4827.
- [86] BIZI-BANDOKI, P.; VALETTE, S.; AUDOUARD, E.; BENAYOUN, S.: *Time dependency of the hydrophilicity and hydrophobicity of metallic alloys subjected to femtosecond laser irradiations*. *Appl. Surf. Science* **273** (2013), S. 399–407.
- [87] CASTLE, J.: *The composition of metal surfaces after atmospheric exposure: An historical perspective*. *The Journal of Adhesion* **84** (2008) Nr. 4, S. 368–388.
- [88] LONG, J.; ZHONG, M.; ZHANG, H.; FAN, P.: *Superhydrophilicity to superhydrophobicity transition of picosecond laser microstructured aluminum in ambient air*. *Journal of colloid and interface science* **441** (2015), S. 1–9.
- [89] REID, J. P.; DENNIS-SMITHER, B. J.; KWAMENA, N.-O. A.; MILES, R. E.; HANFORD, K. L.; HOMER, C. J.: *The morphology of aerosol particles consisting*

- of hydrophobic and hydrophilic phases: hydrocarbons, alcohols and fatty acids as the hydrophobic component.* Physical Chemistry Chemical Physics **13** (2011) Nr. 34, S. 15559–15572.
- [90] FAAS, S.; WEBER, R.; GRAF, T.: *Heat accumulation controlled surface functionalization of stainless steel with structuring rates up to 500 mm²/s.* Procedia CIRP **74** (2018), S. 324–327.
- [91] FAAS, S.; BIELKE, U.; WEBER, R.; GRAF, T.: *Scaling the productivity of laser structuring processes using picosecond laser pulses at average powers of up to 420 W to produce superhydrophobic surfaces on stainless steel AISI 316L.* Scientific reports **9** (2019) Nr. 1, S. 1933.
- [92] SALEH, B. E. A.; TEICH, M. C.: *Fundamentals of Photonics* -. New York: Wiley, 2007.

Anhang

A.1 Thermisch induzierter Fokusschift von Laseroptiken

A.1.1 Thermisch induzierte Effekte im Messaufbau

Um den Beitrag des Neutralsichtfilters (NDF) zum thermisch induzierten Fokusschift im verwendeten Messaufbau (siehe Bild 5.1) zu identifizieren, wurde die Strahlpropagation beginnend bei der fokussierenden Linse mit Hilfe des ABCD-Formalismus nach [1] aufgestellt. Die Strahlpropagation kann ausgedrückt werden durch

$$\begin{aligned} M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{\text{th,NDF}}} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{\text{th}}} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_0} & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f_{\text{th}}} - \frac{d}{f_0} & d \\ -\frac{1}{f_0} - \frac{1}{f_{\text{th}}} - \frac{1}{f_{\text{th,NDF}}} + \frac{d}{f_0 \cdot f_{\text{th,NDF}}} + \frac{d}{f_{\text{th}} \cdot f_{\text{th,NDF}}} & 1 - \frac{d}{f_{\text{th,NDF}}} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1}) \end{aligned}$$

wobei d der Abstand zwischen Linse und NDF und $f_{\text{th,NDF}}$ die thermisch induzierte Linse des NDF ist. Da die Oberflächen des NDFs flach sind, trägt nur die thermische Linse des NDF zur Strahlpropagation bei. Die thermische Brechkraft des mehrkomponentigen Systems entspricht Element C der Matrix in Gl. A.1 [92] und ergibt sich mit Hilfe von Gl. 5.1 zu

$$\frac{1}{f_{\text{tot}}} = \frac{1 + f_0 \cdot D^* \cdot I_e + f_0 \cdot D_{\text{NDF}}^* \cdot I_{\text{NDF}} - d \cdot D_{\text{NDF}}^* \cdot I_{\text{NDF}} - d \cdot f_L \cdot D^* \cdot I_e \cdot D_{\text{NDF}}^* \cdot I_{\text{NDF}}}{f_0},$$

wobei D_{NDF}^* die thermische Brechkraft des NDFs und $I_{\text{NDF}} = r \cdot I_e / (1 - d/f_0)$ die eingestrahle Intensität auf dem NDF ist. $R = 0,72\%$ entspricht der Reflektivität des AR-beschichteten Keils. Um die thermisch induzierte Linse zu ermitteln, ist es üblich, den thermisch induzierten Fokusschift $\Delta f = f_{\text{tot}} - f_0$ auf die Rayleighlänge z_R normiert auszudrücken. Der thermisch induzierte Fokusschift des verwendeten Systems ist folglich

$$\frac{\Delta f_{\text{tot}}}{z_R} = - \frac{f_0^2 \cdot D^* \cdot I_e + \left(f_0^2 \cdot D_{\text{NDF}}^* - d \cdot f_0 \cdot D_{\text{NDF}}^{*2} - d \cdot f_0^2 \cdot D^* \cdot I_e \cdot D_{\text{NDF}}^* \right) \cdot R \cdot I_e / (1 - d/f_0)}{z_R \cdot \left(1 + f_0 \cdot D^* \cdot I_e + \left(f_0 \cdot D_{\text{NDF}}^* - d \cdot D_{\text{NDF}}^* - d \cdot f_0 \cdot D^* \cdot I_e \cdot D_{\text{NDF}}^* \right) \cdot R \cdot I_e / (1 - d/f_0) \right)}.$$

Erneutes Anwenden der Annahme $1/f_{\text{th}} \ll 1/f_0$ führt letztlich zu

$$\frac{\Delta f_{\text{tot}}}{z_R} \cong - \frac{f_0^2 \cdot D^* \cdot I_e + \left(f_0^2 \cdot D_{\text{NDF}}^* - d \cdot f_0 \cdot D_{\text{NDF}}^{*2} - d \cdot f_0^2 \cdot D^* \cdot I_e \cdot D_{\text{NDF}}^* \right) \cdot R \cdot I_e / (1 - d/f_0)}{z_R \cdot \left(1 + \left(f_0 \cdot D_{\text{NDF}}^* - d \cdot D_{\text{NDF}}^* \right) \cdot R \cdot I_e / (1 - d/f_0) \right)}. \quad (\text{A.2})$$

Aus Gl. A.2 ist ersichtlich, dass D_{NDF}^* bekannt sein muss, um die thermische Brechkraft der Linse D^* zu bestimmen.

A.1.2 Bestimmung der thermischen Brechkraft des NDF

Zur Bestimmung der thermischen Brechkraft des NDF wurde der in Bild A.1 dargestellte Versuchsaufbau verwendet. Verglichen mit dem Versuchsaufbau zur Bestimmung der thermischen Brechkraft der untersuchten Linsen (siehe Bild 5.1) hat sich die Position der Linse und die Positionen des NDFs geändert. Die fokussierende Linse befand sich hinter dem AR-beschichteten Keil. Es wurde Linse 1 (Quartzglas, Wellenlängenbeschichtung, $f = 300 \text{ mm}$) benutzt. Die Intensität, die auf die Linse eingestrahlt wird, ist

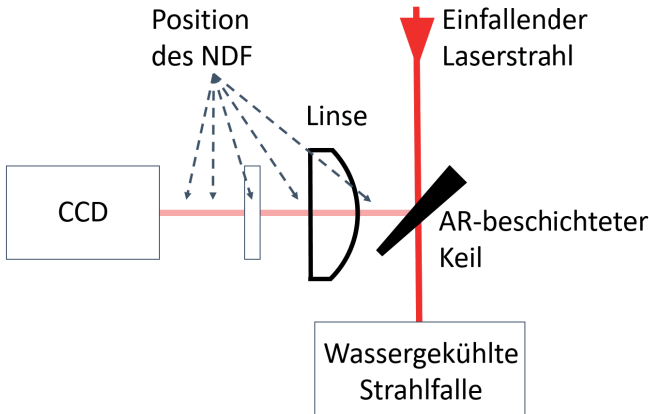


Bild A.1: Versuchsaufbau zur Bestimmung der thermischen Brechkraft des Neutraldichtefilters (NDF). Ein NDF schwächt den vom AR-beschichteten Keil reflektierten Strahl weiter ab, um eine Beschädigung des CCD-Chips zu vermeiden.

auf Grund der geringen Reflektivität des Keils (0,72%) so gering, dass ein Beitrag der Linse zum thermisch induzierten Fokusschift vernachlässigt werden kann. Die folgenden Resultate bestätigen diese Annahme. Ausgehend von Gl. 5.2 hängt der thermisch induzierte Fokusschift von der eingestrahnten Intensität auf der zu untersuchenden Optik ab. Um verschiedene Intensitäten auf dem NDF zu realisieren, wurde der Abstand zwischen Linse und NDF variiert. Der Abstand zwischen Linse und NDF betrug 40 mm, 65 mm, 80 mm und 100 mm. Zusätzlich wurde der NDF vor der Linse positioniert. Da die Brennweite der Linse größer ist als der Abstand zwischen Linse und NDF, kann der Strahlradius und damit auch die eingestrahlte Intensität auf dem NDF mittels ABCD-Formalismus berechnet werden. Da die Linse keinen Beitrag zum thermisch induzierten Fokusschift leistet, kann Gl. 5.2 zur Bestimmung der thermischen Brechkraft des NDF verwendet werden. Die Referenz bei $I_e = 0$ und $\Delta f_{\text{tot}} = 0$ kann durch die Experimente nicht widerspiegelt werden. Stattdessen wurde Δf_{NDF} für unterschiedliche Intensitäten I_e zu einer willkürlichen Referenz mit einem anfänglichen Offset Δf_0 gemessen. Gl. 5.2 verändert sich somit zu

$$\frac{\Delta f}{z_R} = \frac{f_{\text{tot}} - f_0}{z_R} = \frac{1}{z_R} \cdot \left(\frac{f_0}{1 + f_0 \cdot D^* \cdot I_e} - f_0 \right) = - \frac{f_0^2 \cdot D^* \cdot I_e}{z_R \cdot (1 + f_0 \cdot D^* \cdot I_e) + \Delta f_0} \quad (\text{A.3})$$

In Bild A.2 ist der thermisch induzierte Fokusschift normiert auf die Rayleighlänge in Abhängigkeit von der eingestrahnten Intensität auf dem NDF dargestellt. Die Rayleighlänge

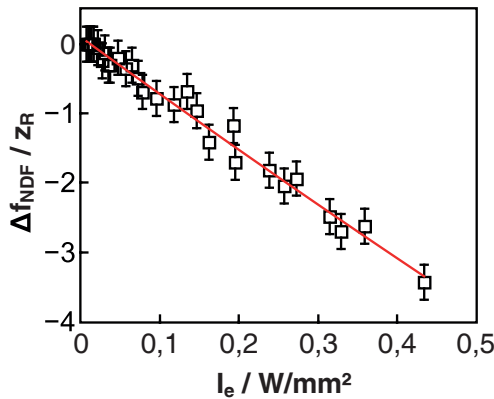


Bild A.2: Gemessener thermisch induzierter Fokusschift des NDFs als Funktion der eingestrahnten Intensität. Laserparameter: $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $M^2 = 1,2$, $f = 300 \text{ kHz}$.

des fokussierten Strahls wurde bestimmt zu $z_R = 3,62$ mm. Durch Fitten von Gl. A.3 an die Messdaten (Methode der kleinsten Quadrate, D_{NDF}^* und Δf_0 sind Fitparameter) gezeigt in Bild A.2, resultiert die thermische Brechkraft des NDFs in

$$D_{\text{NDF}}^* = 3,32 \cdot 10^{-4} \frac{\text{mm}}{\text{W}} . \quad (\text{A.4})$$

Danksagung

Herrn Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf danke ich für die herausragende wissenschaftliche Betreuung während meiner Arbeit. Seine Fähigkeit, kleinste inhaltliche Makel einer Argumentation offenzulegen, ohne dies negativ auszulegen, war für mich stets Ansporn, noch tiefer in eine Thematik vorzudringen.

Herrn PD Dr. phil. nat. Rudolf Weber danke ich für seine fortwährende Unterstützung bei alltäglichen Fragestellungen. Seine pragmatische Haltung, Fragestellungen anzugehen, hat mir einerseits von Anfang an imponiert und andererseits sehr geholfen, Forschungsfragen auf den wesentlichen Aspekt zu reduzieren.

Herrn Peter Berger danke ich für seinen objektiven Blickwinkel und die damit verbundenen kritischen Beiträge im Rahmen des wissenschaftlichen Diskurses am IFSW.

Herrn Dr. rer. nat. Jörn Bonse von der Bundesanstalt für Materialforschung in Berlin danke ich für die gemeinsamen Unterhaltungen, die mein Verständnis von Oberflächenstrukturen vervielfacht haben.

Allen Kolleginnen und Kollegen am IFSW danke ich für die zahlreichen spannenden Diskussionen und die fruchtbare Arbeitsatmosphäre, die es zur Freude machten, am IFSW zu arbeiten. Hervorheben möchte ich Daniel Förster, Thomas Arnold, Christian Freitag, Artur Leis, Volkher Onuseit und Christian Hagenlocher. Mein Dank gilt auch allen Studentinnen und Studenten, mit denen ich zusammenarbeiten durfte.

Mein größter Dank gilt meiner Familie. Meinen Eltern Martina und Michael danke ich für ihre Lebensleistung, die mir diesen Weg ermöglicht hat. Meiner Schwester Stefanie danke ich für ihren Blickwinkel einer aufgeschlossenen Fachfremden und den darauf aufbauenden zielführenden Fragestellungen. Meiner Tante Carolin danke ich für die gezielt eingebrachten Motivationsschübe auf der sprichwörtlichen Zielgerade. Meiner Frau Ramona danke ich vor allem für ihre alltägliche uneingeschränkte Unterstützung im beruflichen und privaten Umfeld.

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Zoske, Uwe

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

Gorriz, Michael

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

Mohr, Ursula

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

Rudlaff, Thomas

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

Borik, Stefan

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

Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströmte CO₂-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 CO₂-Lasern
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

Shen, Jialin

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

Arnold, Johannes M.

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

Holzwarth, Achim

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

Dausinger, Friedrich

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

Meiners, Eckhard

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

Beck, Markus

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

Breining, Klaus

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

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 CO₂- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

Glumann, Christiane

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

Gross, Herbert

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

Rapp, Jürgen

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

Wittig, Klaus

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

Grünenwald, Bernd

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

Lee, Jae-Hoon

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

Albinus, Uwe N. W.

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

Wiedmaier, Matthias

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

Bloehs, Wolfgang

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

Bea, Martin

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

Stöhr, Michael

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

Plaß, Wilfried

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

Schaller, Markus K. R.

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

Hack, Rüdiger

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

Krupka, René

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

Pfeiffer, Wolfgang

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

Volz, Robert

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

Bartelt-Berger, Lars

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

Müller-Hummel, Peter

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

Rohde, Hansjörg

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

Huonker, Martin

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

Callies, Gert

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

Schubert, Michael E.

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

Kern, Markus

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

Raiber, Armin

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

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Schittenhelm, Henrik

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

Stewen, Christian

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

Schmitz, Christian

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

Karszewski, Martin

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

Chang, Chin-Lung

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

Haag, Matthias

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

Bahn Müller, 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 Karoseriebau
2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

Breitschwerdt, Sven

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

Mochmann, Gunter

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

Herrmann, Andreas

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

Mästle, Rüdiger

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

Voß, Andreas

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

Müller, Matthias G.

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

Abeln, Tobias

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

Erhard, Steffen

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

Contag, Karsten

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

Krastel, Klaus

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

Staud, Jürgen

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

Schinz, 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-Doppelfokus-
technik – Steigerung von Prozeßsicherheit, Fle-
xibilität und verfügbarer Strahlleistung
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

Jasper, Knut

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

Heimerdinger, Christoph

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

Christoph Fleig

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

Joachim Radtke

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

Michael Brandner

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

Reinhard Winkler

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

Helmut Kindler

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

Andreas Ruf

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

Guido Hergenhan

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

Klaus Goth

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

Armin Strauch

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

Thomas Wawra

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

Michael Honer

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

Thomas Herzinger

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

Reiner Heigl

Herstellung von Randschichten auf Aluminium-
gusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-6

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahltaiefschweißen von Stahl

2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2

Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-verstärkern im Scheibenlaserdesign

2005, 172 Seiten, ISBN 3-8316-0508-4

Jiancun Gao

Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheiben-laser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzver-dopplung

2005, 148 Seiten, ISBN 3-8316-0521-1

Wolfgang Gref

Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik

2005, 136 Seiten, ISBN 3-8316-0537-8

Michael Weikert

Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laser-pulsen

2005, 116 Seiten, ISBN 3-8316-0573-4

Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit variabel-em Laserstrahldurchmesser in modularen Ferti-gungssystemen

2006, 132 Seiten, ISBN 3-8316-0572-6

Andreas Ruß

Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit

2006, 142 Seiten, ISBN 3-8316-0580-7

Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der La-sermaterialbearbeitung

2006, 156 Seiten, ISBN 3-8316-0618-8

Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen

2007, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-0687-0

Jens Walter

Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und -regelung

2008, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-0770-9

Heiko Ridderbusch

Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze

2008, 175 Seiten, ISBN 978-3-8316-0840-9

Markus Leimser

Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Nahteigenschaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

Mikhail Larionov

Kontakterung und Charakterisierung von Kristal-len 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 La-serstrahlung mit der Methode der zweiten Mo-mente

2009, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-0896-6

Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiterschei-benlasers

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 Aluminiumlegierun-gen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und Schichtcharakterisierung

2010, 226 Seiten, ISBN 978-3-8316-0959-8

Detlef Breitting

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 axial-symmetrischen 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

David Schindhelm

In-Prozess Qualitätssicherung für das Laserstrahlschneiden von Metallen
2013, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4345-5

Tilman Froschmeier-Hanns

Festigkeitsverhalten laserstrahlgeschweißter belastungsangepasster Stahlwerkstoffverbindungen
2014, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-4347-9

Moritz Vogel

Speciality Fibers for High Brightness Laser Beam Delivery
2014, 187 Seiten, ISBN 978-3-8316-4382-0

Andreas Michalowski

Untersuchungen zur Mikrobearbeitung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen
2014, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-4424-7

Georg Stöppler

Untersuchung eines OPOs im mittleren Infrarot im Hinblick auf Anwendungen für minimalinvasive Chirurgie
2015, 144 Seiten, ISBN 978-3-8316-4437-7

Patrick Mucha

Qualitäts- und produktivitätsbeeinflussende Mechanismen beim Laserschneiden von CF und CFK
2015, 120 Seiten, ISBN 978-3-8316-4516-9

Claus-Dieter Reiniger

Fluiddynamische Effekte beim Remote-Laserstrahlschweißen von Blechen mit Fügespalt
2015, 188 Seiten, ISBN 978-3-8316-4528-2

Andreas Leitz

Laserstrahlschweißen von Kupfer- und Aluminiumwerkstoffen in Mischverbindung
2016, 172 Seiten, ISBN 978-3-8316-4549-7

Peter Stritt

Prozessstrategien zur Vermeidung von Heißrissen beim Remote-Laserstrahlschweißen von AlMgSi 6016
2016, 194 Seiten, ISBN 978-3-8316-4555-8

Katrin Sarah Wentsch

Analyse Ytterbium-dotierter Materialien für den Einsatz in ultrakurz-gepulsten Scheibenlasersystemen
2016, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-4578-7

Jan-Philipp Negel

Scheibenlaser-Multipassverstärker für ultrakurze Laserpulse mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich
2017, 142 Seiten, ISBN 978-3-8316-4632-6

Christian Freitag

Energietransportmechanismen bei der gepulsten Laserbearbeitung Carbonfaser verstärkter Kunststoffe
2017, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-4638-8

Andreas Popp

Faserlaser und Faserlaserverstärker als Brillanzkonverter für Scheibenlaserstrahlen
2017, 242 Seiten, ISBN 978-3-8316-4643-2

Karin Heller

Analytische Temperaturfeldbeschreibung beim Laserstrahlschweißen für thermographische Prozessbeobachtung
2017, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4654-8

Stefan Piehler

Resonatorinterne Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontstörungen in hochbrillanten Scheibenlasern
2017, 148 Seiten, ISBN 978-3-8316-4690-6

Felix Abt

Bildbasierte Charakterisierung und Regelung von Laserschweißprozessen
2017, 232 Seiten, ISBN 978-3-8316-4691-3

Volker Rominger

Untersuchungen der Prozessvorgänge bei Einschweißungen in Baustahl mit Lasern hoher Brillanz
2017, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-4692-0

Thomas Rataj

Hochleistungstaugliche faserintegrierte Strahlweichen
2018, 142 Seiten, ISBN 978-3-8316-4733-0

Michael Diez

Pulsformung zur schädigungsarmen Laserbearbeitung von Silizium
2018, 194 Seiten, ISBN 978-3-8316-4737-8

Andreas Heider

Erweitern der Prozessgrenzen beim Laserstrahlschweißen von Kupfer mit Einschweißtiefen zwischen 1 mm und 10 mm
2018, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-4738-5

Marcel Schäfer

Energetische Beeinflussung von Schmelzefluss und Heißrissbildung beim Laserstrahlschweißen von Vergütungsstahl
2018, 146 Seiten, ISBN 978-3-8316-4742-2

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

Forschungsberichte des IFSW ab 2019 erschienen im utzverlag, München

Tom Dietrich

Gitterwellenleiterstrukturen zur Strahlformung in Hochleistungsscheibenlasern
2019, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-4785-9

Martin Rumpel

Applications of Grating Waveguide Structures in Solid-State Lasers
2019, 112 Seiten, ISBN 978-3-8316-4801-6

Michael Eckerle

Generation and amplification of ultrashort pulsed high-power cylindrical vector beams
2019, 112 Seiten, ISBN 978-3-8316-4804-7

Martin Stubenvoll

Messung und Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontdeformationen in optischen Elementen
2019, 118 Seiten, ISBN 978-3-8316-4819-1

Christian Hagenlocher

Die Kornstruktur und der Heißrisswiderstand von Laserstrahlschweißnähten in Aluminiumlegierungen
2020, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4864-1

Florian Fetzer

Analyse der Geometrie und Stabilität der Kapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen mittels reduzierter Modelle.
2020, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-4874-0

Michael Jarwitz

Laserstrahlschweißen von Metallen mit unterschiedlichen thermophysikalischen Eigenschaften.
2020, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-4882-5

Christian Röhler

Flexible Führung hochbrillanter Laserstrahlen mit optischen Fasern
2020, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4888-7

Martin Sommer

Laserstrahlschweißen der Aluminiumlegierung
AlMgSi mittels Strahloszillation
2021, 110 Seiten, ISBN 978-3-8316-4898-6

Birgit Weichelt

Experimental Investigations on Power Scaling of
High-Brightness cw Ytterbium-Doped Thin-Disk
Lasers.
2021, 166 Seiten, ISBN 978-3-8316-4914-3

Sebastian Faas

Oberflächenfunktionalisierung von Stahl mit UKP-
Lasern mit mehreren Hundert Watt mittlerer La-
serleistung.
2021, 95 Seiten, ISBN 978-3-8316-4935-8

