

Bestimmung und Regelung der Kapillar- und Nahttiefe beim Laserstrahlschweißen

Von der Fakultät Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktor- Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Meiko Boley
aus Leonberg

Hauptberichter:	Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf
Mitberichter:	Prof. Dr.-Ing. habil. Jean Pierre Bergmann

Tag der mündlichen Prüfung: 28.04.2022

Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart

Erscheinungsjahr 2022

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

M. Boley
Bestimmung und Regelung der
Kapillar- und Nahttiefe beim
Laserstrahlschweißen

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.

Bestimmung und Regelung der Kapillar- und Nahttiefe beim Laserstrahlschweißen

von Dr.-Ing. Meiko Boley
Universität Stuttgart



utzverlag München

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

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Jean Pierre Bergmann

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., 2022

D 93

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

Copyright © utzverlag GmbH 2022

ISBN 978-3-8316-4986-0

Printed in Germany

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

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen	5
Kurzfassung der Arbeit	13
Extended Abstract	15
1 Motivation und Zielsetzung	17
1.1 Zielsetzung der Arbeit.....	18
1.2 Aufbau der Arbeit.....	18
2 Verwendete Methoden zur Tiefenmessung	21
2.1 Stand der Technik.....	21
2.1.1 Indirekte Tiefenmessung.....	21
2.1.2 Direkte Tiefenmessung.....	23
2.2 Allgemeine Definitionen für diese Arbeit.....	24
2.3 Allgemeiner Versuchsaufbau	25
2.4 Messung der Kapillartiefe mittels Hochgeschwindigkeits-Röntgenanlage.	27
2.4.1 Schattenprojektion	28
2.4.2 Abschwächung von Röntgenstrahlung	30
2.4.3 Auswertung der Röntgenbilder – Zeitschnitt	32
2.5 Tiefenmessung mittels In-Process Depth Meter (IDM).....	34
2.5.1 Messprinzip des IDM	34
2.5.2 Eigenschaften eines OCT Messsystems	38
2.5.2.1 Axiale Auflösung	38
2.5.2.2 Laterale Auflösung.....	39
2.5.2.3 Eindeutigkeitsbereich des Weglängenunterschieds	39
2.5.2.4 Eigenschaften des IDM.....	40
3 Bestimmung der Kapillartiefe	41
3.1 Bestimmung der optischen Pfadlänge.....	41

3.1.1	Brechungsindex.....	42
3.1.1.1	Temperaturabhängigkeit des Brechungsindizes von optischen Elementen (Zone A)	43
3.1.1.2	Heißes Gas (B, C, D).....	44
3.1.1.3	Fehlerbetrachtung der optisch gemessenen Pfadlänge aufgrund der Brechungsindexänderung.....	48
3.1.2	Geometrische Pfadlänge.....	50
3.1.2.1	Einfacher Raytracing-Algorithmus („Raytracer“)	50
3.1.2.2	Test der Funktion anhand von Modellgeometrien.....	57
3.1.2.3	Reale Kapillargeometrien	60
3.2	Verifikation der gemessenen Kapillartiefe	65
3.3	Schlussfolgerung zur Kapillartiefenmessung	70
4	Methode zur Bestimmung der Nahttiefe aus der gemessenen Kapillartiefe	71
4.1	Analyse des IDM-Tiefensignals	74
4.1.1	Einteilung des Tiefensignals in charakteristische Bereiche	74
4.1.1.1	Einteilung mittels Punktdichte	75
4.1.1.2	Einteilung mittels Rauschwahrscheinlichkeit	77
4.1.2	Bestimmung der Nahttiefe	82
4.1.3	Geeignete Einstellungen der Perzentile und der Fensterlänge.....	84
4.2	Experimentelle Validierung	85
4.3	Schlussfolgerung zur Bestimmung der Nahttiefe.....	88
5	Regelung der Nahttiefe beim Laserstrahltiefschweißen	89
5.1	Aufbau des verwendeten Regelkreises	90
5.1	Tiefe der Kapillare bei Leistungsänderung.....	91
5.1.1	Modulation der Laserleistung	92
5.1.1.1	Sinusförmige Leistungsmodulation.....	93
5.1.1.2	Rampenförmige Leistungsmodulation	94
5.1.1.3	Sprungförmige Leistungsmodulation	95
5.1.1.4	Reaktion der Laserleistung auf die Vorgabewerte.....	96
5.1.2	Charakterisierung des Systems aus dem Frequenzgang	97
5.1.3	Rampenantwort	101
5.1.4	Sprungantwort	103

5.1.5	Trajektorie der Kapillartiefe und der Leistung	106
5.1.5.1	Hysterese bei sinusförmiger Leistungsmodulation.....	106
5.1.5.2	Hysterese bei Leistungsrampe und Leistungssprung.....	108
5.1.6	Zeitliche Tiefenänderung der Kapillare als Funktion der zeitlichen Leistungsänderung.....	111
5.1.7	Schlussfolgerung zur Reaktion der Tiefe auf eine Laserleistungsänderung	113
5.2	Reglerparameter	113
5.2.1	Test der Reglerparameter	115
5.2.2	Leistungs- und Tiefenänderung	119
5.3	Evaluation der Regelung	120
5.3.1	Kapillartiefe bei geregelter Laserleistung	120
5.3.2	Nahttiefe bei geregelter Laserleistung.....	125
5.4	Schlussfolgerung zur Regelung der Kapillar- und Nahttiefe	129
6	Zusammenfassung	131
7	Literatur- und Quellenverzeichnis	135
8	Danksagung	141

Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen

Lateinische Buchstaben

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
A	Amplitudenquotient	-
a_i	Abstand Quelle zu Bild	m
A_L, B_L, C_L, D_L	Phasen der modulierten Laserleistung	-
a_o	Abstand Quelle zu Objekt	m
AM	Anzahl Messungen	-
b	Fitparameter Tiefe	m
c	Lichtgeschwindigkeit	m/s
Δd	Abweichung der gemessenen Tiefe zu Nahttiefe	m
D	Tiefe gemessen	m
D_{soll}	Solltiefe für den Tiefenregler	m
D_A	Amplitude der gemessenen Tiefe	m
D_{geo}	Tiefe der Geometrie	m
D_{Naht}	Tiefe der Naht	m
\bar{D}_{Naht}	Mittlere Tiefe der Naht	m
D_p	Gefilterte Tiefe (Perzentil)	m
D_φ	Phase der gemessenen Tiefe	rad
ΔD_{Poi}	Intervallgröße Tiefe	m
D_{RT}	Tiefe aus dem Raytracing Algorithmus	m

DL	Dicke der Linse	m
DL_{kalt}	Dicke der Linse im kalten Zustand	m
DL_{warm}	Dicke der Linse im warmen Zustand	m
ΔdS_{IDM}	Differenz mittlere gemessene Tiefe zu Solltiefe	m
ΔdS_{Naht}	Differenz mittlere Nahttiefe zu Solltiefe	m
\bar{E}	Mittlerer Fehler IDM zu Naht	%
e	Regelabweichung	m
E_{RT}	Relative Abweichung Tiefe aus Raytracing zu Tiefe der Geometrie	%
\overline{ES}_{IDM}	Mittlere Abweichung IDM zu Solltiefe	%
\overline{ES}_{Naht}	Mittlere Abweichung Naht zu Solltiefe	%
F	Fluenz	J/m ²
f	Frequenz	1/s
f_{IDM}	Frequenz des IDM Messsystems	1/s
F_p	Perzentilfilter	-
F_Σ	Summe aller Intensitäten bei gleicher ermittelter Tiefe	-
G	Übertragungsfunktion	-
h	Planck'sches Wirkungsquantum	J·s
I_D	Intensität eines Röntgenstrahls nach der Durchstrahlung eines Probenkörpers mit einem Hohlraum (Defekt im Material)	W/m ²
I_G	Intensität eines Röntgenstrahls nach der Durchstrahlung eines Probenkörpers	W/m ²
I_L	Intensität des Bearbeitungslaserstrahls	W/m ²
I_M	Intensität des Laserstrahls im IDM Messarm	W/m ²

I_P	Intensität der parallel polarisierten Laserstrahlung	W/m ²
I_R	Intensität des Laserstrahls im IDM Referenzarm	W/m ²
I_S	Intensität der senkrecht polarisierten Laserstrahlung	W/m ²
I_{SP}	Mittlere Intensität aus senkrecht und parallel polarisierter Strahlung	W/m ²
I_X	Intensität der Röntgenstrahlung	W/m ²
I_{OCT}	Spektrale Intensitätsverteilung auf dem Sensor im OCT-Sensor	W/m ²
k	Imaginärteil Brechungsindex	-
K_I	Integralanteil Regler	W/(m·s)
K_P	Proportionalanteil Regler	W/m
$K_{P,krit}$	Kritische Verstärkung	W/m
l	Dicke der Probe	m
l_d	Defektgröße	m
L_{geo}	Geometrische Pfadlänge	m
$l_{geo,i}$	Geometrische Pfadlänge (Teilabschnitt)	m
\check{L}_{geo}	Kürzeste Pfadlänge bei einer Reflektion am tiefsten Punkt der Geometrie	m
ΔL_{geo}	Größe eines Pfadlängenintervalls	m
L_{opt}	Optische Pfadlänge	m
ΔL_{opt}	Änderung der optischen Pfadlänge	m
m_e	Elektronenmasse	kg
M^2	Beugungsmaßzahl	-
N	Anzahl Pixel	-

n	Brechungsindex	-
n_e	Teilchendichte Elektronen	$1/\text{m}^3$
n_m	Teilchendichte der vorhandenen schweren Teilchenspezies m	$1/\text{m}^3$
n_{kalt}	Brechungsindex der kalten Linse	-
N_p	Rauschwahrscheinlichkeit	-
n_{warm}	Brechungsindex der warmen Linse	-
NA	Numerische Apertur	-
\dot{P}	Zeitliche Leistungsänderung	W/s
P	Laserleistung	W
P_A	Amplitude der Laserleistung	W
P_{Ist}	Gemessene Laserleistung	W
p_m	Polarisierbarkeit der schweren Teilchenspezies m	-
P_M	Mittlere Laserleistung	W
P_{Max}	Maximale Laserleistung	W
P_φ	Phase der gemessenen Leistung	rad
P_{Soll}	Vorgabe Laserleistung	W
p	Perzentile des Tiefenmesspunkt-Filters	-
q	Elementarladung	C
r	Abstand zum Mittelpunkt des Laserstrahls	m
r_A	Abstand zum Mittelpunkt des Messlaserstrahls am Austritt	m
r_E	Abstand zum Mittelpunkt des Messlaserstrahls am Eintritt	m

R_{lat}	Auflösung Tiefenmessung lateral	m
R_z	Auflösung Tiefenmessung axial	m
Δt	Zeitdifferenz	s
T	Temperatur	K
t	Zeit	s
T_1	Verzögerungszeit PT1 Glied	s
T_{krit}	Periodenzeit bei kritischer Verstärkung	s
Δt_{poi}	Intervallgröße zeitlich	s
t_r	Rampzeit	s
U	Photonenenergie	J
v	Vorschub	m/s
w_i	Laterale Ausdehnung des Bildes	m
w_o	Laterale Ausdehnung des Objekts	m
w_p	Laterale Ausdehnung des Halbschattens	m
w_s	Laterale Ausdehnung des Röntgenemissionsflecks	m
Z	Objektdistanz	m
Δz	Weglängenunterschied	m
z_0	Fokuslage	m
Δz_{max}	Maximaler Weglängenunterschied	m
z_R	Rayleighlänge	m

Griechische Buchstaben

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
α	Anstellwinkel	°
β	Vergrößerung Röntgensystem	-
γ	Einfallswinkel zur Oberflächennormalen	rad
γ_A	Relativer Austrittswinkel	rad
γ_{IDM}	Divergenzwinkel IDM Messstrahl	rad
δ	Fokusedurchmesser Bearbeitungsstrahl	m
δ_{IDM}	Fokusedurchmesser IDM Messstrahl	m
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante in Vakuum	C/(V·m)
ζ	Linearer Schwächungskoeffizient	1/m
κ	Anzahl Messpunkte pro Intervall (Zeit · Tiefe)	-
λ	Wellenlänge	m
λ_0	Wellenlänge in Vakuum	m
$\Delta\lambda_D$	Spektrale Bandbreite des OCT-Detektors	m
$\bar{\lambda}$	Zentrale Wellenlänge	m
$\Delta\lambda_Q$	Spektrale Bandbreite der OCT-Quelle	m
μ	Erwartungswert	-
μ_N	Rauschdichte	-
$\tilde{\nu}$	Wellenzahl	1/m
σ_{IDM}	Standardabweichung der Tiefenmessung	m
σ_{Naht}	Standardabweichung der Nahttiefe	m

T_i	Zeitpunkte des Filter-Fensters	s
τ	Fenstergröße zeitlich	s
φ	Phasenverschiebung	rad
ψ_n	Reflektionsgrad der Oberfläche	-
ψ_P	Reflektionsgrad parallel polarisiert zur Einfallsebene	-
ψ_S	Reflektionsgrad senkrecht polarisiert zur Einfallsebene	-
ω	Kreisfrequenz	rad/s

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
FFT	Schnelle Fourier Transformation
FWHM	Volle Breite bei halber Spitzenintensität
IDM	In-Process Depth Meter
OCT	Optical Coherence Tomography / Optische (Nieder-)Kohärenztomografie
Poi	Poisson-Verteilung
RTS	Raytracing Teilstrahl
TS	Tiefenschnitt
WKS	Werkstückkoordinatensystem

Kurzfassung der Arbeit

Die Fähigkeit, zahlreiche metallische Werkstoffe mit hoher Geschwindigkeit und guter Qualität zu fügen, macht den Laserstrahl zu einem unverzichtbaren Fertigungswerkzeug. Bei der steigenden Anzahl von Schweißverbindungen je Bauteil [1], muss jedoch sichergestellt werden, dass jede Schweißnaht die vorgegebenen Anforderungen in Bezug auf Einschweißtiefe und Nahtqualität erfüllt, da schon ein einzelner Verbindungsausfall die Funktion wesentlich beeinträchtigen kann.

Dies verlangt nach einer Messtechnik, mit der eine nahezu vollständige Überwachung der Schweißtiefe und Qualität einer jeden Schweißnaht möglich ist. Beim Laserstrahl-tiefschweißen kann mit der optischen Kohärenztomografie (OCT) eine optische Pfadlänge innerhalb der Kapillare gemessen und daraus die Einschweißtiefe ermittelt werden. Außerdem ist die OCT eine Messtechnik, welche durch Störstrahlung oder andere Umwelteinflüsse kaum beeinflusst wird und somit hervorragend für den Einsatz in der Lasermaterialbearbeitung geeignet ist.

Bei der OCT wird eine optische Pfadlänge gemessen, welche sich aus der geometrischen Wegstrecke und dem Brechungsindex des durchlaufenen Mediums ergibt. Daher wurde zunächst der Brechungsindex im Raum oberhalb der Kapillare evaluiert. Auf Grundlage von Messungen und theoretischen Überlegungen anderer Autoren zum temperaturabhängigen Brechungsindex im Raum über der Kapillare konnte abgeleitet werden, dass sich unter Prozessbedingungen die gemessene Tiefe durch die Änderung des Brechungsindex oberhalb und innerhalb der Kapillare um 0,6 % bis 2,8 % gegenüber der realen Kapillartiefe verkürzen könnte. Des Weiteren wurde, um die geometrische Pfadlänge innerhalb der Kapillare bestimmen zu können, ein Raytracing-Algorithmus entwickelt. Mittels In-Prozess-Röntgenvideografie der Kapillargeometrie während des Schweißprozesses konnten repräsentative Kapillargeometrien extrahiert und mit Hilfe des Raytracing-Algorithmus die geometrische Pfadlänge eines Strahlenbündels bestimmt werden. Dabei konnte festgestellt werden, dass die geometrische Pfadlänge in 90 % (Kapillare beim Schweißen von Eisen) beziehungsweise 69 % (Kapillare beim Schweißen von Aluminium) der Messungen der echten Kapillartiefe auf ± 5 % genau entspricht.

Die Übereinstimmung von gemessener und echter Tiefe konnte durch den Abgleich, der mittels OCT gemessenen Tiefen und der aus Röntgenaufnahmen ermittelten Kapillartiefen, bestätigt werden.

Darauf aufbauend wurde eine Methode zur Bestimmung der Nahttiefe aus den OCT-Tiefenmessungen entwickelt. Die Methode besteht aus zwei Schritten: zunächst wird das Messsignal in ein Nutzsignal und ein Rauschsignal zerlegt. Auf das verbleibende Nutzsignal wird dann ein gleitender Perzentil-Filter angewendet, um die Tiefenmesspunkte zu erhalten, welche, verglichen mit der aus Längsschliffen ermittelten Tiefe, am besten übereinstimmen und somit repräsentativ für die tatsächliche Einschweißtiefe sind. Die mit dieser Methodik ermittelten Filterparameter sind auf Tiefenmessungen bei verschiedenen Prozessparametern übertragbar, wobei die Tiefen um weniger als 5 % von den aus Längsschliffen ermittelten Einschweißtiefen abweichen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden weiterhin Grundlagen zur Regelung der Nahttiefe erarbeitet. Dazu wurde der zeitliche Verlauf der Tiefe der Dampfkapillare als Folge der Änderungen der Laserleistung untersucht. Hierbei wurde die Laserleistung sinusförmig moduliert, die resultierende Änderung der Einschweißtiefe (Tiefenreaktion) gemessen und daraus der Frequenzgang bestimmt. Durch eine rampen- beziehungsweise sprungförmige Leistungsänderung konnten zusätzlich noch die Tiefenreaktion in Form der Rampen- und Sprungantwort bestimmt werden. Bei sehr schnellen Änderungen der Laserleistung von mehr als 2 kW/ms erfolgt die Tiefenzunahme der Dampfkapillare mit ca. 1 mm/ms und die Tiefenabnahme mit ca. 2 mm/ms. Daraus wurde gefolgert, dass für eine richtungsunabhängige Reaktion der Kapillartiefe auf eine Änderung der Laserleistung die Leistung nicht schneller als 1 kW/ms geändert werden sollte. Aus dem daraus ermittelten Systemverhalten wurde ein Regler für die Kapillartiefe abgeleitet und parametrisiert. Die statistische Analyse der von diesem Regler angeforderten Leistungsänderungen hat gezeigt, dass in den meisten Fällen Änderungen von weniger als ± 1 kW/ms zur Regelung der Kapillartiefe notwendig waren. Bei gleicher mittlerer Leistung konnte eine gewünschte Nahttiefe mit einer bis zu zehnmal höheren Genauigkeit als ohne Regelung erzielt werden.

Mit Hilfe der OCT-Technik konnten die Kapillar- und Nahttiefe, sowie das Auftreten von Fehlern, kontinuierlich überwacht werden. Dies erlaubt eine vollständige Überwachung einer jeden Laserschweißverbindung und durch die Regelung der Nahttiefe das Sicherstellen einer gleichbleibenden Qualität der Verbindung.

Extended Abstract

The ability to join metals with high speed and good quality makes the laser beam an indispensable production tool for years to come. With the increasing number of welded joints per part [1], it must be ensured that each weld seam meets the specified requirements with regard to welding depth and seam quality, since even a single joint failure can significantly impair the function.

This requires a measuring technology that allows almost complete monitoring of the welding depth and quality of each weld seam. With deep-penetration laser welding, optical coherence tomography (OCT) can be used to measure an optical path length within the capillary and thus determine the welding depth. In addition, OCT is a measuring technique, which is hardly influenced by interfering radiation or other environmental influences and is therefore ideally suited for the use in laser material processing.

The focus of this work is the understanding and interpretation of the optical path length measured by OCT during deep-penetration laser welding.

With OCT, an optical path length is measured, which is the path integral over the refractive index along the optical path. Therefore, the refractive index in the space above the capillary was evaluated first. Based on measurements and theoretical considerations of other authors on the temperature-dependent refractive index above the capillary, it could be deduced that under process conditions the measured capillary depth can be decreased by 0.6 % to 2.8 % by the changing refractive index above and within the capillary. Furthermore, a raytracing algorithm was developed to determine the geometric path length within the capillary. By means of in-process X-ray videography of the geometry of the capillary during the welding process, representative capillary geometries could be extracted, and the geometric path length of a ray bundle could be determined using a raytracing algorithm. It was found that the geometric path length in 90 % (capillary when welding iron) and 69 % (capillary when welding aluminum) of the measurements corresponds to the real capillary depth within ± 5 %. The good agreement between measured and real depth could be confirmed by the comparison of the depths measured by OCT and the capillary depths determined from X-ray videography.

Based on this, a method was developed to determine the seam depth from the OCT depth measurements. The method consists of two steps: first, the measurement signal is divided into a useful signal and a noise signal. A sliding percentile filter is then applied to the useful signal to obtain the depth which best match the depth determined from longitudinal sections and is thus representative of the actual welding depth. The filter parameters determined with this method can be transferred to depth measurements at various process parameters and the depths deviate by less than 5 % from the welding depths determined from longitudinal sections.

Within the scope of this work, the fundamentals for the control of the weld depth were also developed. In addition, the reaction of the depth of the capillary as a result of the changes of the laser power was investigated. The laser power was modulated in sine waveform, the resulting change of the welding depth (depth reaction) was measured, and the frequency response was determined. By means of a ramp- or step-shaped power change, the depth reaction in the form of the ramp and step response could also be determined. In the case of very rapid changes of the laser power by more than 2 kW/ms, the depth increase of the capillary is 1 mm/ms and the depth decrease 2 mm/ms. This led to the conclusion that the power should not be changed faster than 1 kW/ms for a direction-independent reaction of the capillary depth to a change in laser power. A controller for the capillary depth was derived and parameterized from the resulting system behavior. The statistical analysis of the power changes requested by this controller showed that mainly changes of less than ± 1 kW/ms were necessary to control the capillary depth. With the same average power, a desired seam depth could be achieved with an accuracy up to 10 times greater than without control.

With the help of the OCT technique, the capillary and weld seam depth, as well as the occurrence of defects, can be continuously monitored. This allows a complete monitoring of each welded joint and can ensure the constant quality of each joint by controlling the seam depth.

1 Motivation und Zielsetzung

Die Qualität von Schweißnähten hat einen großen Einfluss auf die Eigenschaften des bearbeiteten Produkts. Ist der Anbindungsquerschnitt zwischen den Fügepartnern zu klein oder weist die Schweißnaht zu viele Defekte auf, können die geforderten Kräfte oder Ströme nicht übertragen werden. Zur Qualitätssicherung kommen unterschiedliche Strategien zum Einsatz: So ist es im Automobilbau beispielsweise üblich, beim Verschweißen von zwei übereinanderliegenden Blechen durch beide Bleche hindurch zu schweißen. Somit kann die Verbindung beider Bleche von der Rückseite im Nachhinein einfach kontrolliert werden. Diese Vorgehensweise hat jedoch mindestens zwei Nachteile: Zum einen wird mit mehr Laserleistung geschweißt, als für die Verbindung notwendig wäre und zum anderen müssen diese Nähte von zwei Seiten nachbehandelt werden, was den Arbeitsaufwand erhöht. Da die notwendige Sichtprüfung in der Regel durch einen Menschen durchgeführt wird, kommt eine weitere Fehlerquelle hinzu.

Eine zunehmend an Bedeutung gewinnende Alternative ist eine zerstörungsfreie, online-Überwachung des Fügeprozesses mittels aktiver oder passiver Sensoren. Ziel dieser Überwachung ist es, möglichst viele relevante Informationen über den Fügeprozess zu erhalten, hier zum Beispiel Nahttiefe und Nahtform, sowie zusätzlich in der Schweißnaht erzeugte Defekte, wie Poren oder Löcher zu detektieren.

Dabei spielt die beim Laserstrahl-tiefschweißen vorhandene Dampfkapillare eine besondere Rolle, da sie fast bis zur späteren Nahtwurzel reicht [2,3]. Dadurch erscheint es möglich, dass ein Messsignal aus der Prozesszone mit der Nahttiefe in Korrelation steht oder durch eine direkte Messung die Nahttiefe ermittelt werden könnte.

Eine vielversprechende Messtechnik, mit der eine direkte Messung der Nahttiefe möglich sein könnte, ist die optische Kohärenztomografie (OCT). Die OCT Technik eignet sich durch ihr robustes Messprinzip und ihre hohe Messfrequenzen von aktuell bis zu 250 kHz sehr gut als Diagnostikmittel für das Laserstrahl-tiefschweißen [3]. Obgleich die OCT Technik in der Medizin seit vielen Jahren eingesetzt wird, ist die Anwendung beim Laserstrahl-schweißen wenig erforscht und über die gemessene optische Pfadlänge wenig bekannt. In dieser Arbeit wird daher beschrieben, wie die OCT Technik für den Einsatz beim Laserstrahl-tiefschweißen genutzt werden kann.

1.1 Zielsetzung der Arbeit

Die zuverlässige Messung der Tiefe der Dampfkapillare beim Laserstrahlschweißen stellte bislang eine große Herausforderung dar, wobei verschiedene Herangehensweisen in Abschnitt 2.1 aufgezeigt werden. Dies liegt vor allem an der schnellen zeitlichen und örtlichen Änderung der Form der Dampfkapillare. Spritzer, Staub, Dampf und thermische Strahlung erschweren das Messen der Kapillartiefe und somit der Einschweißtiefe.

Um Aussagen über die Qualität einer Schweißnaht treffen zu können, ist es wichtig, quantitative Messgrößen zur Beschreibung der Qualität heranzuziehen. Die Einschweißtiefe stellt dabei eine der wichtigsten Kenngrößen einer Schweißnaht dar. Neben der zerstörenden Schliffbilderstellung kann die (zerstörungsfreie) In-Prozess-Messung der Kapillartiefe (beim Tiefschweißen) als zur Einschweißtiefe korrelierende Größe herangezogen werden. Zielsetzung der Arbeit ist demnach die Entwicklung einer online-Messmethode zur Ermittlung der Kapillartiefe mittels optischer Kohärenztomografie, sowie den Zusammenhang der Kapillartiefe mit der Nahttiefe zu überprüfen und eine darauf aufbauende Regelung der Kapillar- und Nahttiefe zu entwickeln. Daraus leitet sich die zentrale Arbeitshypothese

„Mittels optischer Pfadlängenmessung kann die Kapillartiefe und daraus die Nahttiefe bestimmt und geregelt werden.“

dieser Arbeit ab.

1.2 Aufbau der Arbeit

In Kapitel 2 werden zunächst einige grundlegende Methoden zur verwendeten Mess- und Versuchstechnik erläutert und insbesondere die Funktionsweise der OCT Technik und deren Eigenschaften beschrieben.

Der Zusammenhang von optischer Pfadlänge und Kapillartiefe wird in Kapitel 3 beschrieben. Hier wird dargelegt, welchen Einfluss der Brechungsindex des Materials im Bereich der Messstrecke, sowie die geometrische Pfadlänge innerhalb der Kapillare auf die gemessene Pfadlänge haben. Durch den Vergleich mit Röntgenaufnahmen wird die gemessene Tiefe verifiziert.

In Kapitel 4 wird vorgestellt, wie aus der Kapillartiefe mittels geeigneter Segmentierung und Filterung die Nahttiefe gewonnen werden kann. Die Segmentierung der Tiefenmessung erfolgt dabei auf Basis der zeitlichen und örtlichen Dichte der Messpunkte und die Filterung anhand eines Perzentil-Filters.

Für die Regelung der Kapillar- und Nahttiefe wurde zunächst die Reaktion der Kapillartiefe auf verschiedene zeitliche Änderungen der Laserleistung (Leistungsmodulation) analysiert. Der Frequenzgang, die Sprungantwort und die Rampenantwort geben Hinweise auf das Systemverhalten der Regelstrecke. Darauf aufbauend konnte ein PI-Regler parametrisiert und damit die Kapillar- und Nahttiefe über die Laserleistung geregelt werden. Die Ergebnisse werden in Kapitel 5 gezeigt.

2 Verwendete Methoden zur Tiefenmessung

In diesem Kapitel wird zunächst der Stand der Technik zur Tiefenmessung beim Laserstrahlschweißen dargelegt. Es folgt die Beschreibung des in dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbaus, sowie die Methoden und Funktionsweise der Tiefenmessung mittels Röntgenvideografie und OCT Technik.

2.1 Stand der Technik

Es wurden bereits verschiedene Sensoren für den Einsatz in der Prozessüberwachung untersucht. Die meisten Systeme basieren dabei auf der Ermittlung der vom Prozess emittierten Strahlung und der Korrelation zwischen Messsignal und resultierender Nahttiefe. Einige dieser Sensoren und die ersten Ansätze für eine direkte Messung der Kapillare beziehungsweise Nahttiefe werden im Folgenden kurz vorgestellt und mit der OCT Technik verglichen. Die Techniken lassen sich dabei in indirekte und direkte Tiefenmessungen unterteilen.

2.1.1 Indirekte Tiefenmessung

Bei der indirekten Tiefenmessung wird aus der Prozesszone emittierte oder reflektierte Strahlung detektiert und mittels Korrelationsfunktionen, Modellen und Annahmen auf die Einschweißtiefe geschlossen.

So besteht beispielsweise eine Korrelation der gemessenen Intensität der aus der Prozesszone reflektierten Laserstrahlung mit der aus Längsschliffen ermittelten Nahttiefe im Bereich von 0 mm bis 2 mm Tiefe [6, 7]. Prozessdefekte wie Spritzer, Schmelzauswürfe und Poren können dabei das Signal verändern und durch eine geeignete Interpretation des Signalverlaufs erkannt werden.

In [4] wird ein Auswertungsalgorithmus beschrieben, bei dem in einem ersten Schritt die Minima und die Maxima der Intensität der rückgestreuten Laserstrahlung innerhalb eines gleitenden Zeitfensters ermittelt werden. In einem zweiten Schritt wird daraus ein

Quotient (Maximum durch Minimum) errechnet, welcher sehr gut mit der Einschweißtiefe im Bereich bis wenige Millimeter korreliert.

Auch aus der vom Prozess selbst emittierten thermischen Strahlung kann die Nahttiefe bestimmt werden [5]. Es besteht ein Zusammenhang zwischen der vom Prozess bei einer Wellenlänge von ca. 1200 nm emittierten Strahlung und der Nahttiefe. Auf Basis der Messung dieser Strahlung konnte eine Regelung der Nahttiefe mittels der Laserleistung gezeigt werden, wodurch die Einschweißtiefenschwankungen wesentlich reduziert wurden [5].

Für die vorher beschriebenen Messmethoden ist eine für die Prozessparameter spezifische Kalibrierung notwendig, die bei jeder Änderung der Prozessparameter erneut durchgeführt werden muss. Dazu müssen Schliffe angefertigt, vermessen und mit dem Sensorsignal verglichen werden.

Die Autoren von [6] nutzen beim Schweißen von Stahl auf Aluminium die unterschiedliche spektrale Verteilung der emittierten Strahlung der beiden Fügepartner. Sobald die Kapillare das untere Blech (Aluminium) erreicht, wird mit einem Spektrometer oder einer Fotodiode die Emission des Prozessleuchtens im Wellenlängenbereich um 396 nm gemessen, welche mit steigender Einschweißtiefe in das Unterblech intensiver wird.

Ein anderes Kriterium, welches bei Schweißungen im Überlapp genutzt werden kann, ist das Auftreten eines sogenannten Durchschweißlochs. Das Durchschweißloch bezeichnet ein Bildmerkmal, dass in koaxialen Videoaufnahmen von Schweißprozessen erscheint, sobald die Fügepartner vollständig durchgeschweißt sind oder sobald der untere Fügepartner erreicht wird. Es wird angenommen, dass das Durchschweißloch durch das Öffnen der Kapillare nach unten entsteht, da es dunkler und vermeintlich kälter (weniger Temperaturstrahlung) als die umgebende Kapillare erscheint. Im durch die Baden-Württemberg Stiftung geförderten Projekt ACES [7] wurde dieses Bildmerkmal erfasst und als Messsignal für eine Regelung für die Durchschweißung, sowie für eine Einschweißung in den unteren Fügepartner verwendet.

In beiden Fällen ([6, 7]) können die Grenzflächen (ein Punkt in der Tiefe) zwischen den beiden Fügepartnern direkt bestimmt werden. Es lässt sich somit rund um diesen Arbeitspunkt die Einschweißtiefe indirekt messen beziehungsweise einstellen, was den Kalibrieraufwand reduzieren kann.

2.1.2 Direkte Tiefenmessung

Eine Möglichkeit, die Tiefe der Kapillare zu bestimmen, ist die Ermittlung des Abstands von Oberfläche zu Kapillargrund mittels optischer Messung. Im BMBF Projekt INESS [8] wurde dazu eine konfokale Messung mittels eines Messlaserstrahls entwickelt, welcher koaxial zum Strahl des Bearbeitungslasers eingebracht wurde. Dabei kam ein zweiter Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 532 nm zum Einsatz, dessen Fokus durch ein oszillierendes Prisma in der Strahlachse auf und ab bewegt wurde. Das reflektierte Licht wurde durch eine Ortsblende hindurch mit einer Fotodiode detektiert. Befindet sich der Fokus des Messstrahls auf der Oberfläche der Probe, wird die größte Intensität auf der Fotodiode verzeichnet. Aus der Lage, an dem sich das Prisma zu diesem Zeitpunkt befunden hat, lässt sich der Abstand der Probenoberfläche zum Kapillargrund ermitteln.

Das beschriebene Prinzip der konfokalen Messung wurde im durch die Baden-Württemberg Stiftung geförderten Projekt NaproLas [9] weiter verfolgt. Um auf eine Fokusänderung des Messstrahls verzichten zu können, wurden zwei Strahlen mit unterschiedlichen Fokuspositionen eingesetzt. Aus der relativen Helligkeit des rückgestreuten Lichts lässt sich dann mit Detektoren auf die Position des zu messenden Objekts schließen. Um den Eindeutigkeitsbereich dieser Messung zu vergrößern, wurde gleichzeitig die Phasenlaufzeit gemessen.

In beiden Untersuchungen hat sich jedoch gezeigt, dass die hierbei gemessene Tiefe in keiner Beziehung mehr zu der erzielten Einschweißtiefe stand. Dies wurde unter anderem darauf zurückgeführt, dass die konfokale Messung rein auf der rückgestreuten Intensität der Messstrahlen basiert und jede Beeinflussung, zum Beispiel durch Fremdlicht, die Messung verändert.

Die konfokale Messung ist daher für den Einsatz beim Laserstrahliefschweißen ungeeignet und macht die optische Kohärenztomografie zur aktuell einzigen validen direkten Messmethode, um die Tiefe der Kapillare zu bestimmen.

Es konnte bereits gezeigt werden, dass mit dem Messprinzip der OCT die Einschweißtiefe während des Laserstrahlschweißens gemessen werden kann [10–14]. Neben der Anwendung beim Laserstrahlschweißen wurde die OCT Technik in der Lasermaterialbearbeitung zur Kantendetektion [15], zur Bohrfortschrittsüberwachung und Abtragskontrolle erfolgreich im Laborbetrieb eingesetzt [16–19]. Die OCT Technik wird im Abschnitt 2.5 näher beschrieben.

2.2 Allgemeine Definitionen für diese Arbeit

Bild 2.1 zeigt schematisch einen Laserstrahltiefschweißprozess. Das eigenzeichnete Koordinatensystem entspricht dem Werkstückkoordinatensystem (WKS), bei dem die Z-Achse gegenläufig zur Strahlpropagationsrichtung zeigt. Der Laserstrahl trifft auf der Oberfläche auf, verdampft das darunterliegende Material und erzeugt die Kapillare. Wichtig ist die Unterscheidung der Kapillar- und der Nahttiefe. Die Nahttiefe resultiert aus der Kapillartiefe und dem weniger als $100\text{ }\mu\text{m}$ dünnen [20] Schmelzefilm unter der Kapillare. Die Kapillartiefe bezeichnet die Ausdehnung der Kapillare entlang der Koordinate Z, die Tiefe wird von der ursprünglichen Werkstückoberfläche aus gemessen. Als Kapillarlänge wird der Durchmesser der Öffnung an der Oberfläche des Werkstücks entlang der Richtung der Vorschubgeschwindigkeit v des Laserstrahls, beziehungsweise der Koordinate X bezeichnet. Die Kapillarbreite an der Oberfläche des Werkstücks ist die Ausdehnung der Kapillaröffnung orthogonal zum Vorschub in Richtung der Y-Achse.

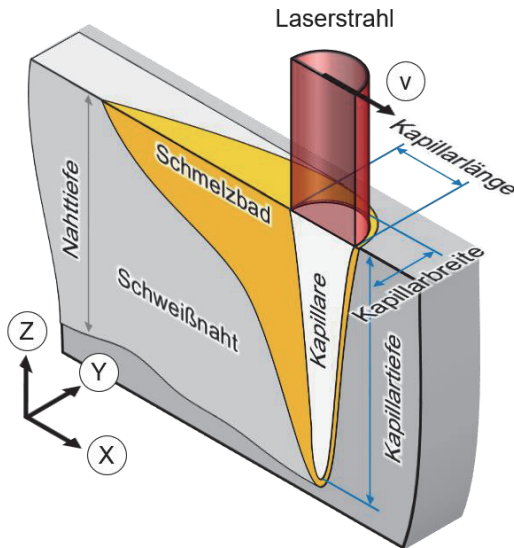


Bild 2.1: Definitionen der verwendeten Größen und Richtungen für das Laserstrahl-schweißen. Der Laserstrahl bewegt sich in Richtung der X-Achse mit dem Vorschub v . Die Kapillargeometrie wird mit der Kapillartiefe (Z), -breite (Y) und -länge (X) beschrieben. Verwendet wird das Werkstückkoordinatensystem (WKS).

Da in dieser Arbeit ausschließlich das Laserstrahltiefschweißen betrachtet wurde, wird im Folgenden Laserstrahlschweißen mit Laserstrahltiefschweißen gleichgesetzt. Falls nicht abweichend beschrieben, wurden Einschweißungen im Vollmaterial als Blindschweißungen durchgeführt.

2.3 Allgemeiner Versuchsaufbau

Um die mittels OCT Technik erzeugten Messungen verifizieren zu können, wurden die Schweißversuche an der Röntgenanlage des Instituts für Strahlwerkzeuge (IFSW) durchgeführt. Mit dieser Anlage können Hochgeschwindigkeitsröntgenvideos der Prozesszone beim Laserstrahltiefschweißen aufgenommen werden, in welchen die Kapillare aufgrund ihrer geringeren Dichte beobachtet werden kann.

Bild 2.2 zeigt die Anordnung aller notwendigen Komponenten der Röntgenanlage. Die Probe wird entlang der X-Achse (senkrecht zur Darstellungsebene) unter der Laseroptik durchgefahren. Der Laserstrahl trifft dabei auf die schmale Kante der hochkant eingespannten Probe. Typische Abmessungen der Probe sind dabei Breite = 4 mm (Y), Höhe = 35 mm (Z) und Länge = 100 mm (X). Die Laserschweißoptik (YW52 von Precitec [21]) ist mit dem „In-Process Depth Meter“ (IDM) von Precitec [22] ausgestattet, welches koaxial zu dem Bearbeitungsstrahl in die Kapillare messen kann.

Während der Schweißung wird die Probe von Röntgenstrahlung durchstrahlt. Je nach Kernladungszahl, Dichte und Dicke (Y-Richtung) des Materials werden die Röntgenstrahlen unterschiedlich abgeschwächt und vom Szintillator in sichtbares Licht umgewandelt. Das sichtbare Licht wird mit einem Teleskop auf den Bildverstärker abgebildet, wobei dessen Ausgangsseite von einer Hochgeschwindigkeitskamera beobachtet wird.

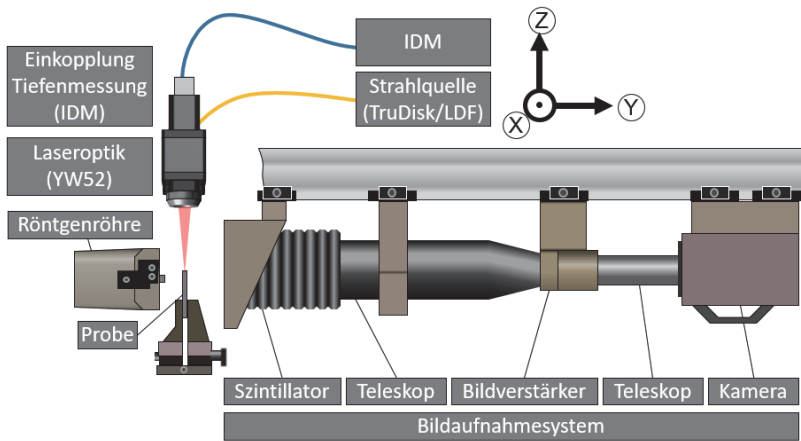


Bild 2.2: Anordnung für alle Versuche bei welchen Tiefenmessung und Röntgenvideografie kombiniert wurden. Die Anordnung besteht im Wesentlichen aus drei Teilsystemen: Der Röntgenröhre, der mittels Laserstrahlung bearbeiteten Probe und dem Bildaufnahmesystem. Dabei wird die Probe mittels der von der Röntgenröhre erzeugten Röntgenstrahlung von links nach rechts durchstrahlt, während die Probe mit dem Laserstrahl bearbeitet wird. Die resultierende Schattenprojektion wird dann vom Bildaufnahmesystem erfasst und aufgezeichnet.

In den im Rahmen dieser Arbeit dargestellten Versuchen kamen als Strahlquellen entweder ein Scheibenlaser [23] (TruDisk 8001 bzw. TruDisk 16002, Trumpf, Transportfaser mit 200 μm Kerndurchmesser) oder ein Diodenlaser mit Strahlkonverter [24] (LDF 4008, Laserline, Transportfaser mit 150 μm Kerndurchmesser) zum Einsatz. Da bei beiden Scheibenlasern die gleiche Transportfaser mit einem Kerndurchmesser von 200 μm verwendet wurde, kann davon ausgegangen werden, dass sich die Strahleigenschaften nach der Faser nur geringfügig unterscheiden.

Folgende Tabelle zeigt die verwendeten Konfigurationen im Überblick. In den folgenden Kapiteln wird dann auf die Kurzbeschreibung verwiesen, da diese die wesentlichen Informationen, wie Fokusedurchmesser und Abbildungsverhältnis, beinhaltet.

Bezeichnung	Konfiguration A	Konfiguration B
Kurzbeschreibung	300 μm Fokus- durchmesser bei 2:1	200 μm Fokus- durchmesser bei 1:1
Strahlquelle	LDF 4008	TruDisk 8001/16002
Maximale Leistung	4 kW	8 kW / 16 kW
Transportfaser \varnothing / NA	150 μm / 0.1 rad	200 μm / 0.1 rad
Prozessoptik	Precitec YW52	Precitec YW52
Tiefenmessgerät	Precitec IDM	Precitec IDM
Brennweite Fok. / Kol.	300 mm / 150 mm	200 mm / 200 mm
Abbildungsverhältnis	2:1	1:1
Beugungsmaßzahl ¹	22	30
Fokusbereich	300 μm	200 μm
Rayleighlänge	3 mm	1 mm
Fokusbereich (bzgl. Oberfläche)	0 mm	0 mm

Tabelle 2.1: Übersicht über die verwendeten Versuchskonfigurationen.

Weichen die genannten Parameter ab oder kam zusätzliche Ausrüstung zum Einsatz, wird dies im entsprechenden Kapitel erläutert. Im Folgenden wird die Leistung mit P , der Vorschub mit v , die Fokusbereich bezogen auf die Bauteiloberfläche mit z_0 (> 0 mm bedeutet Fokusbereich oberhalb des Werkstücks) und der Anstellwinkel des Laserstrahls relativ zur Z-Achse mit α bezeichnet, wobei Winkel $> 0^\circ$ stechend und Winkel $< 0^\circ$ schleppend bedeuten.

2.4 Messung der Kapillartiefe mittels Hochgeschwindigkeits-Röntgenanlage

Die Hochgeschwindigkeits-Röntgenanlage und deren Aufbau und Funktionsweise sind in [25] ausführlich beschrieben. Im folgenden Abschnitt werden einige Informationen ergänzt, welche zur Qualifikation der Tiefenmessung wichtig sind. Dabei ist von besonderem Interesse, bis zu welcher Tiefe und Durchmesser die Kapillare und Defekte, wie Blasen und Auswürfe, erkannt werden können. Die Bildaufbereitung und Analyse wurde dabei stets mit der Bildanalyse-Software ImageJ [26, 27] beziehungsweise der Distribution Fiji („Fiji is just ImageJ“) [28] durchgeführt.

¹ Theoretischer Wert der sich aus den Eigenschaften der Transportfaser ergibt.

Ein exemplarisches Einzelbild aus einem von der Röntgenanlage während des Laserstrahlschweißens von Aluminium aufgenommenen Video ist in Bild 2.3 dargestellt. Es resultiert aus einer Schattenprojektion entlang der Y-Achse und zeigt die XZ-Ebene des Prozesses. Der lokale Grauwert des Bildes repräsentiert dabei die örtlich aufgelöste Intensität der durch die Probe transmittierten Röntgenstrahlung. Eine lokal geringere Abschwächung resultiert in helleren Pixeln, wie beispielsweise im Bereich der Kapillare (in Hellblau umrandet) oder Blasen (in Orange umrandet). Die Oberfläche der Probe befindet sich in etwa auf der Höhe der gelb gestrichelten Linie.

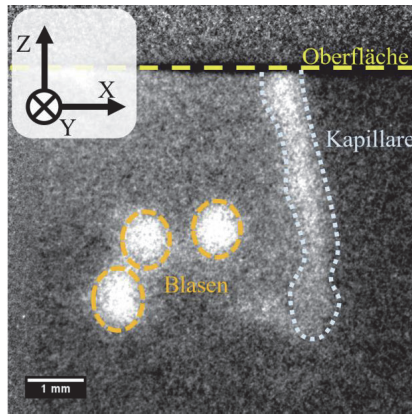


Bild 2.3: Einzelbild aus einem Röntgenvideo, aufgenommen während eines Laserstrahlschweißprozesses von Aluminium.

2.4.1 Schattenprojektion

Das Röntgenbild entsteht durch eine Schattenprojektion mittels einer Röntgenquelle S , welche das Objekt beleuchtet und einen Schatten auf einen Schirm wirft. Bild 2.4 zeigt die prinzipielle Anordnung, dabei ist S die Quelle welche über einem Durchmesser w_s Strahlung emittiert. Die Quelle befindet sich im Abstand a_o zum Objekt und im Abstand a_i zum Schirm. Die Vergrößerung β ergibt sich dabei aus dem Verhältnis von a_i/a_o . Die Ränder eines Objekts mit der Ausdehnung w_o werden aufgrund der lateralen Ausdehnung w_s der Quelle nicht scharf abgebildet. Bei der Verwendung einer Punktquelle hätte das resultierende Bild eine Ausdehnung w_i . Jedoch werden die Ränder von einem Halbschatten mit der Ausdehnung w_p überlagert, welcher die Ränder verschwimmen lässt.

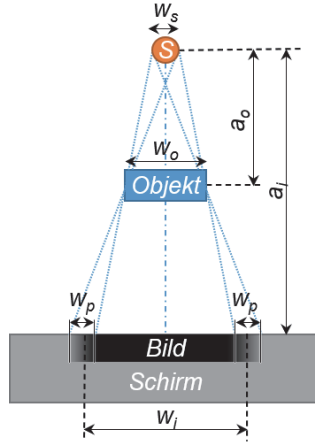


Bild 2.4: Prinzip der Schattenprojektion. Die Röntgenstrahlquelle hat eine laterale Ausdehnung w_s und befindet sich im Abstand a_o zum Objekt der Größe w_o . Der Abstand zum Schirm a_i bestimmt, welche Größen das Bild w_i und der Halbschatten w_p haben werden.

Die Ausdehnung

$$w_p = \frac{a_i - a_o}{a_o} \cdot w_s = (\beta - 1) \cdot w_s, \quad (2.1)$$

des Halbschattens ist abhängig von der lateralen Ausdehnung der Röntgenquelle w_s und der Vergrößerung $\beta = a_i/a_o$. Wird der Halbschatten größer als das Objekt, wird der Kontrast reduziert. Dies tritt ein, wenn das Verhältnis

$$\frac{w_p}{w_i} = \frac{\beta - 1}{\beta} \cdot \frac{w_s}{w_o} < 1 \quad (2.2)$$

aus der Ausdehnung des Halbschattens w_p und der Größe des Bildes $w_i = w_o \cdot \beta$ kleiner als 1 wird. Bei einer typischen Vergrößerung von $\beta = 5$ und $w_s = 30 \mu\text{m}$ [29] (140 kV, 0,5 mA) tritt dies nach Gleichung (2.2) bei Objekten ein, die kleiner als $25 \mu\text{m}$ sind. Da der Durchmesser der Kapillare beim Laserstrahlschweißen gleich oder größer als der Fokusedurchmesser (im Versuch $200 \mu\text{m}$ beziehungsweise $300 \mu\text{m}$) ist, ist hier unter der Annahme einer im wesentlichen zylinderförmigen Kapillare bei keiner der verwendeten Konfigurationen eine Kontrastreduktion durch den Halbschatten zu erwarten.

2.4.2 Abschwächung von Röntgenstrahlung

Aus dem Lambert-Beer'schen Gesetz [30] folgt, dass die relative Intensität zweier Strahlen durch eine Probe

$$\frac{I_D}{I_G} = e^{\zeta \cdot l_d} \quad (2.3)$$

von dem linearen Schwächungskoeffizienten ζ und der Differenz der durchlaufenen Strecke l_d durch das Material abhängt, wenn beide Strahlen mit der gleichen Intensität auf die Probe treffen [25]. Dabei steht I_G für die Intensität eines Strahls, welcher durch die volle Dicke der Probe propagiert. Der Strahl mit der Intensität I_D durchstrahlt aufgrund eines Hohlraumes beziehungsweise eines Defekts in der Probe weniger Material und weist somit nach der Probe eine höhere Intensität auf.

In Bild 2.5 werden die linearen Schwächungskoeffizienten einiger Materialien als Funktion der Strahlungsenergie gezeigt [31]. Der lineare Schwächungskoeffizient sinkt für alle gezeigten Materialien mit steigender Strahlungsenergie. Von den drei Materialien Aluminium (orange), Eisen (blau) und Kupfer (grün), besitzt Aluminium den kleinsten Schwächungskoeffizienten. Zum Vergleich sind noch die Verläufe für Blei (rot) und Wolfram (lila) gezeigt. Blei kommt in der Kabinenwand der Station zum Einsatz und schützt den Bediener vor der Strahlung. Wolfram wird als sogenanntes Tracer-Material im Schmelzebad des Schweißprozesses eingesetzt, da es sehr hohe Schmelz- und Verdampfungstemperaturen hat und gleichzeitig eine hohe Schwächung aufweist. Dadurch bleibt es im Schmelzebad anderer Materialien, wie Aluminium und Eisen, im festen Zustand und kann somit die Strömungen darin sichtbar machen.

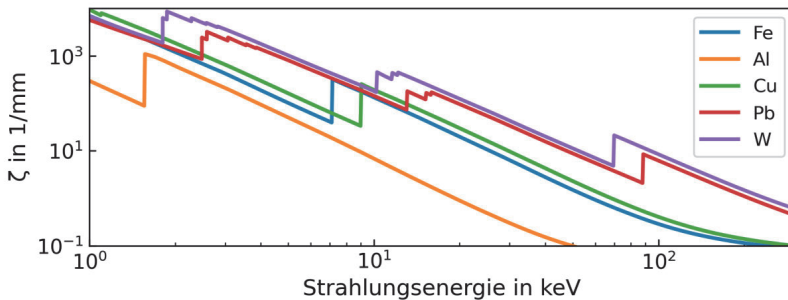


Bild 2.5: Linearer Schwächungskoeffizient ζ gängiger Materialien als Funktion der Strahlungsenergie der Röntgenstrahlung [31].

Wird Gleichung (2.3) auf die Röntgenvideografie beim Laserstrahl-tiefschweißen übertragen, hängt die Sichtbarkeit von der Kapillare und Blasen im Material im Wesentlichen von der Ausdehnung in der Durchstrahlrichtung und des verwendeten Materials ab. Im Folgenden werden daher die Erkennbarkeit der Kapillare und insbesondere deren Tiefe, sowie von Defekten im Material abgeschätzt.

Bild 2.6 zeigt die transmittierte relative Intensität (Gleichung (2.3)) als Funktion der Defektgröße für drei oft eingesetzte Grundmaterialien Eisen (Fe), Aluminium (Al) und Kupfer (Cu). Da die transmittierte Intensität mit der Defektgröße steigt, resultiert daraus eine relative Intensität von größer als 100 %. Bei Defekten in der Größenordnung von beim Laserstrahl-tiefschweißen üblichen Fokusedurchmessern von 100 μm bis 600 μm , beträgt die transmittierte relative Intensität der Röntgenstrahlung nach der Probe bis zu ca. 140 %. Da das zeitliche und örtliche Rauschen der aufgezeichneten Röntgenvideos eine Standardabweichung von fast 10 % besitzt [32], muss die relative Intensität mindestens 110 % betragen, um ein Signal zu Rauschverhältnis von mehr als eins zu erreichen, was durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet wird. Es zeigt sich, dass bei der Verwendung von Eisen- und Kupferwerkstoffen bei den verwendeten Parametern Defekte ab einer Größe von rund 200 μm und bei Aluminium ab ca. 400 μm gut vom Grundmaterial zu unterscheiden sein sollten.

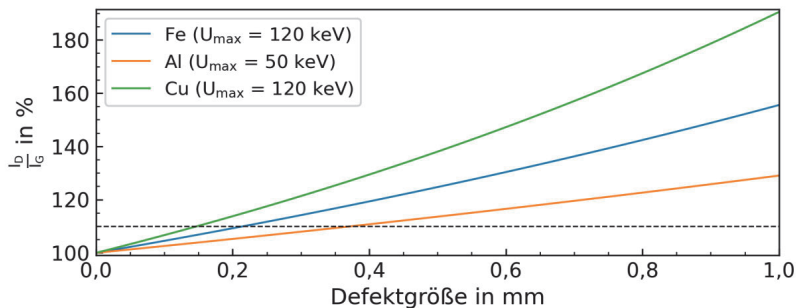


Bild 2.6: Transmittierte relative Intensität I_D/I_G nach dem Durchgang durch eine Probe mit einem Defekt, Grundmaterial Eisen (Fe) in blau, Aluminium (Al) in orange und Kupfer (Cu) in grün. 110 % relative Intensität ist als Referenz als gestrichelte Linie eingezeichnet.

Wendet man diese Überlegung auf Modellgeometrien von Kapillaren an (wie beispielsweise aus [33], Bild 3.23), lässt sich daraus die Sichtbarkeit der Kapillare über deren

Tiefe beurteilen. Bild 2.7 zeigt die drei Modellgeometrien Zylinder (grün), Kegel (rot) und Kugel (blau) mit deren relativen Intensitäten der transmittierten Röntgenstrahlung.

Es wird daraus deutlich, dass – wenn diese Geometrien eine Kapillare nachbilden – der tiefste Punkt der Kapillare je nach Form unterschiedlich gut sichtbar ist. Bei spitz zulaufenden Kapillaren (Kegelform) sinkt die relative Intensität in der Nähe des Kapillargrunds unter die Sichtbarkeitsgrenze und ist somit nicht mehr vom umgebenden Werkstück zu unterscheiden. Unter der Annahme, dass die transmittierte relative Intensität mindestens 110 % betragen muss, um ein Objekt vom Grundmaterial unterscheiden zu können, könnte die hier gezeigte Kegel-Kapillare mit einem Eintrittsdurchmesser von 400 μm und einer Tiefe von 1 mm nur bis zu einer Tiefe von maximal 0,5 mm erkannt werden. Ist die Kapillare dagegen kugelförmig (Radius = 0,4 mm), ist sie im gezeigten Beispiel fast bis zum Grund sichtbar. Eine zylinderförmige Kapillare ist entweder vollständig oder nicht sichtbar.

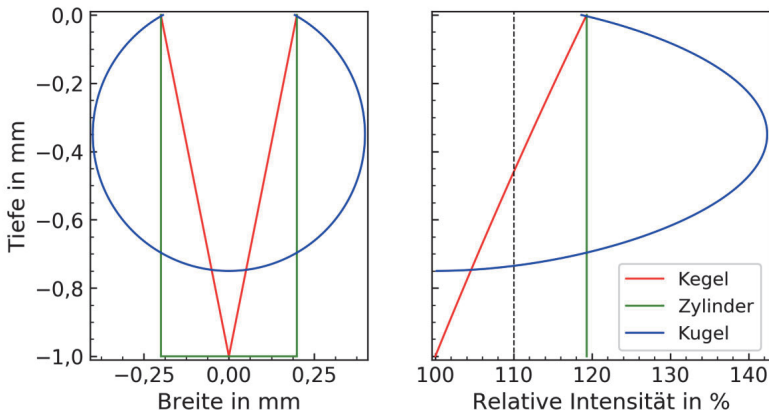


Bild 2.7: Breite und Tiefe der Modellgeometrien einer Kapillare (links) und die daraus resultierenden relativen Intensitätsverläufe (rechts). Gerechnet für eine mittlere Photonenenergie von 80 keV und einen linearen Schwächungskoeffizienten $\zeta = 0,44 \text{ 1/mm}$.

2.4.3 Auswertung der Röntgenbilder – Zeitschnitt

Um die Röntgenaufnahmen direkt mit der Tiefenmessung vergleichen zu können, wurden sogenannte Zeitschnitte angefertigt. Ein Zeitschnitt ist vergleichbar mit den Aufnahmen einer sogenannten Streak-Kamera. Bei einer Streak-Aufnahme wird ein Bild aufgenommen, bei dem eine Achse den Intensitätsverlauf als Funktion des Ortes und

auf der anderen Achse als Funktion der Zeit zeigt. Aus einer normalen Videoaufnahme, welche aus vielen Bildern zu unterschiedlichen Zeitpunkten besteht, kann eine solche Aufnahme ebenfalls generiert werden. Dazu wird in jedem Bild aus einer, sich immer am gleichen Ort im Bild befinden Schnittlinie, der Intensitätsverlauf extrahiert, und als Funktion der Zeit nebeneinander aufgetragen.

Stellt man sich die zeitliche Abfolge der Einzelbilder – wie in Bild 2.8 links gezeigt – als einen dreidimensionalen Bilderstapel vor, schneidet dort die blau eingezeichnete Linie eine Ebene bestehend aus Ort und Zeit aus diesem Bilderstapel aus. Geht die Schnittlinie durch die Kapillare, zeigt der resultierende Zeitschnitt (rechts) den Intensitätsverlauf über der Kapillartiefe als Funktion der Zeit, woraus sich die Kapillartiefe bestimmen lässt. Als Referenz wurde hier die Oberfläche in Gelb und die vermeintliche Kapillartiefe in blau markiert.

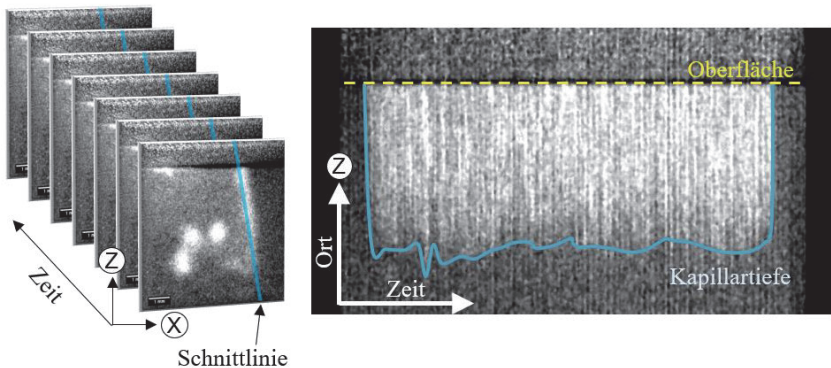


Bild 2.8: Links: Zeitliche Bilderfolge als dreidimensionaler Stapel dargestellt. Die blaue Linie stellt eine Schnittlinie dar. Rechts: Resultierender Tiefenschnitt durch die Kapillare. Die Zeit ist dabei auf der Abszisse und der Ort auf der Ordinate dargestellt. Die Oberfläche ist dabei als gelbe und die Kapillartiefe als hellblaue Linie dargestellt.

Bild 2.9 zeigt ein typisches Einzelbild aus einer Röntgenaufnahme eines Laserstrahl-tiefenschweißprozesses. Dabei ist die Oberfläche der Probe in Gelb, die Kapillare in Hellblau und Blasen im Schmelzebad in Orange hervorgehoben. Die in dieser Arbeit verwendeten Schnittlinie TS ist dabei so ausgerichtet, dass sie parallel zur Laserstrahlachse durch die Mitte der Kapillare geht.

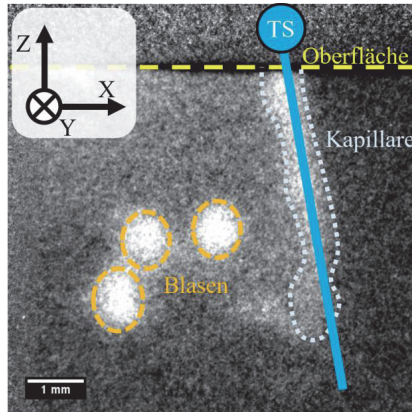


Bild 2.9: Einzelbild einer Röntgenaufnahme eines Laserstrahltiefschweißprozesses zur Verdeutlichung der Zeitchnitt-Position.

2.5 Tiefenmessung mittels In-Process Depth Meter (IDM)

Um während des Laserstrahlschweißens die Tiefe der Kapillare mit hoher zeitlicher und örtlicher Auflösung ermitteln zu können, wurde in dieser Arbeit ein „In-Process Depth Meter“ (IDM) der Firma Precitec verwendet [22]. Die gezeigten Ergebnisse können jedoch vermutlich ebenso mit OCT-Systemen anderer Hersteller erzielt werden.

Im Folgenden werden die zugrundeliegende Technik, sowie die Eigenschaften des verwendeten Messsystems (IDM) dargelegt und deren Einfluss auf die gemessene Tiefe diskutiert.

2.5.1 Messprinzip des IDM

Das IDM basiert auf einem Verfahren, das in der Medizintechnik weit verbreitet ist und als optische Kohärenztomografie (englisch optical coherence tomography), kurz OCT bekannt ist. Unter dem Begriff OCT finden sich eine Vielzahl von Messverfahren [34]. Hier wird nur die beim IDM verwendete Variante, basierend auf der spektralen Interferometrie, erläutert. Diese wird in [34] als „spectral interferometry fourier-domain OCT“ bezeichnet. Der Begriff Tomografie ist jedoch im Zusammenhang mit der

Lasermaterialbearbeitung von Metallen irreführend, da nur bei transparenten Materialien Messungen in mehreren übereinanderliegenden Ebenen durchgeführt werden können. Es handelt sich daher um eine topografische Messung und somit kann die Abkürzung OCT fortan auch als „optical coherence topography“ verstanden werden. Es sei hier auch darauf hingewiesen, dass OCT häufig sowohl für die Messmethode als auch als Synonym für das Messgerät verwendet wird.

Der dazu notwendige optische Aufbau ist in Bild 2.10 gezeigt und entspricht einem Michelson Interferometer. Der Strahl aus der spektral breitbandigen Lichtquelle (beim IDM eine Superlumineszenzdiode) wird in zwei Arme aufgeteilt. Ein Teil des Strahls wird in den Referenzarm geleitet und durch einen Spiegel in sich selbst zurückgeworfen. Ein zweiter Teil wird in den Messarm geleitet und in der Prozessoptik mittels eines dichroitischen Spiegels mit dem Prozesslaserstrahl (rot) überlagert. Die Reflektionen vom Werkstück werden mit dem aus dem Messarm reflektierten Strahl im Strahlteiler überlagert und mittels eines optischen Zirkulators [35] in Richtung des Detektors abgelenkt und dort mittels eines Spektrometers analysiert.

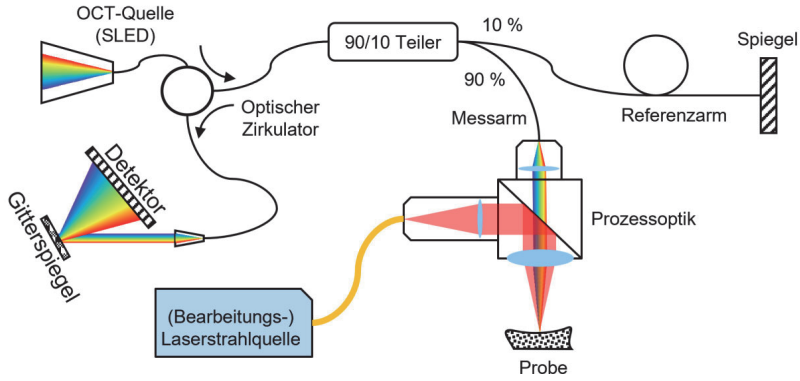


Bild 2.10: Prinzipieller Aufbau eines sogenannten „spectral interferometry fourier-domain OCT“. Der Strahl der OCT-Quelle (eine Superlumineszenzdiode – „SLED“) wird mittels eines Strahlteilers auf zwei Strahlen aufgeteilt: Den Strahl, der in den Referenzarm, sowie den Strahl, der in den Messarm geht. Der Strahl im Messarm wird in der Prozessoptik mit dem Bearbeitungsstrahl überlagert und trifft auf die Probe. Der reflektierte Anteil wird dann mittels eines optischen Zirkulators auf den Detektor geleitet, wo er dann mit dem Strahl aus dem Referenzarm, welcher an einem Endspiegel reflektiert wurde, überlagert und ein spektrales Interferenzmuster erzeugt wird. Da es sich um eine breitbandige Quelle (SLED) handelt, sind die Strahlen des Messlasers zu Anschauungszwecken in Regenbogenfarben dargestellt².

Da durch die spektrale Aufteilung durch den Gitterspiegel nur die Wellen gleicher Wellenlänge miteinander überlagert werden, entsteht ein spektrales Interferenzmuster, dessen Intensitätsverlauf von der Phasenverschiebung zwischen den beiden Teilstrahlen abhängt. Die resultierende Intensität auf dem OCT-Sensor [34, 36]

$$I_{OCT}(\tilde{\nu}) = I_R + I_M + 2 \cdot \sqrt{I_R \cdot I_M} \cdot \cos(2\pi \cdot \Delta z \cdot \tilde{\nu}) \quad (2.4)$$

ist abhängig von den einzelnen Intensitäten I_R (Referenzarm) und I_M (Messarm), sowie dem Weglängenunterschied Δz zwischen den beiden Armen (entspricht einer Phasenverschiebung) und der Wellenzahl $\tilde{\nu}$. Der Term $\sqrt{I_R \cdot I_M}$ spielt dabei eine besondere Rolle, da auch eine geringe Intensität aus dem Messarm I_M mit der Intensität aus dem Referenzarm I_R multipliziert wird und somit auch bei schwierigen Umgebungsbedingungen – wie beim Laserstrahlschweißen – ein ausreichend starkes Signal möglich ist.

² Die Wellenlänge der Quelle beträgt ca. 1550 ± 20 nm und ist somit für das menschliche Auge nicht sichtbar.

Bild 2.11 zeigt beispielhaft den aus Gleichung (2.4) errechneten Intensitätsverlauf (I_{OCT}) über der Wellenzahl für zwei Weglängenunterschiede: 150 μm in Blau und 200 μm in Orange. Dafür wurde eine Strahlquelle mit einer zentralen Wellenlänge von $\bar{\lambda} = 1,55 \mu\text{m}$ und einer spektralen Bandbreite von $\Delta\lambda_Q = 40 \text{ nm}$ (FWHM), bei einer gaußförmigen spektralen Intensitätsverteilung angenommen.

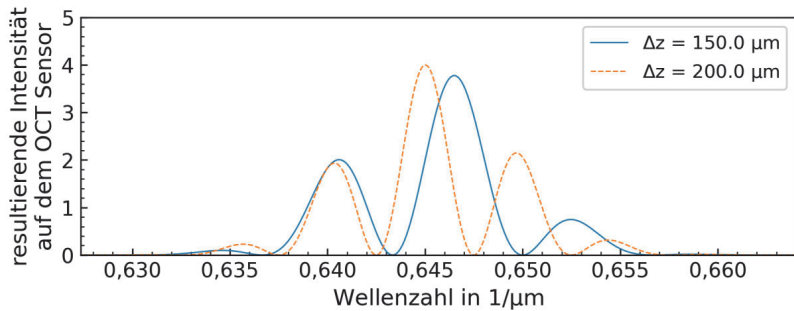


Bild 2.11: Gerechnetes spektrales Interferenzmuster (I_{OCT}) als Funktion der Wellenzahl. Mit steigendem Weglängenunterschied verkürzt sich der in Wellenzahlen ausgedrückte Abstand zwischen den Maxima. Gerechnet für: $\bar{\lambda} = 1550 \text{ nm}$ und $\Delta\lambda_Q = 40 \text{ nm}$ bei einer gaußförmigen spektralen Verteilung.

Dabei bestimmt Δz die Frequenz der Schwingung, wenn die resultierende Intensität als Funktion der Wellenzahl aufgetragen wird. Wird die schnelle Fourier Transformation (FFT) auf die resultierende Intensität angewendet, lässt sich daraus der Weglängenunterschied bestimmen. Das Ergebnis der FFT der in Bild 2.11 gezeigten Daten ist in Bild 2.12 dargestellt und zeigt, dass die Position der beiden Maxima mit den beiden Weglängenunterschieden von 150 μm beziehungsweise 200 μm übereinstimmen.

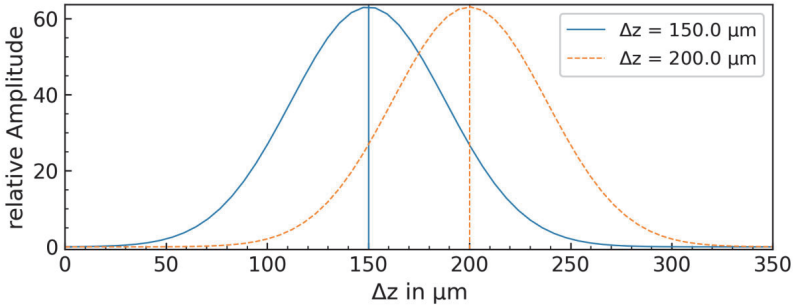


Bild 2.12: Ergebnis der FFT der errechneten OCT Intensität (I_{OCT}). Die Frequenz, mit der die überlagerte Intensität über der Wellenzahl schwingt, entspricht Δz . Gerechnet für: $\bar{\lambda} = 1550 \text{ nm}$ und $\Delta\lambda_Q = 40 \text{ nm}$.

2.5.2 Eigenschaften eines OCT Messsystems

Die für die Messung der Kapillar- und Nahttiefe wichtigsten Eigenschaften eines OCT-Messsystems sind die axiale und laterale Auflösung, sowie der Messbereich. Hier werden zunächst die Abhängigkeiten der drei Größen und im Anschluss deren Werte und die resultierende Eignung für das Laserstrahlschweißen aufgezeigt.

2.5.2.1 Axiale Auflösung

Haben zwei, zum Messstrahl orthogonale Oberflächen, einen Abstand, der kleiner ist als die axiale Auflösung

$$R_z = \frac{2 \cdot \ln(2) \cdot \bar{\lambda}^2}{\pi \cdot \Delta\lambda_Q}, \quad (2.5)$$

welche von der spektralen Bandbreite $\Delta\lambda_Q$ und der zentralen Wellenlänge $\bar{\lambda}$ der Strahlquelle im OCT-System abhängt, können diese nicht voneinander unterschieden werden [37]. Da sich diese Auflösung jedoch auf eine tomografische Messung bezieht, bei der

sich zwei Flächen gleichzeitig im Strahl befinden, ist diese Auflösung beim Laserstrahliefschweißen nur als Hinweis auf das Auflösungsvermögen zu verstehen³.

2.5.2.2 Laterale Auflösung

Zur Bestimmung der lateralen Auflösung R_{lat} , finden sich in der Literatur verschiedene Ansätze. In [37] wird das Rayleigh-Kriterium (Index R) verwendet:

$$R_{lat,R} = 1,22 \cdot \frac{\bar{\lambda}}{2 \cdot NA} = 0,61 \cdot \frac{\bar{\lambda}}{NA} \quad (2.6)$$

Dabei ist NA die numerische Apertur und $\bar{\lambda}$ die zentrale Wellenlänge. Davon unterscheidet sich die laterale Auflösung nach [34]

$$R_{lat,F} = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\pi \cdot \sin(NA)} \approx 0,53 \cdot \frac{\bar{\lambda}}{NA} \quad (2.7)$$

Sicherheitshalber wird von der größeren⁴ Auflösung auf Basis des Rayleigh-Kriteriums ausgegangen (siehe Gleichung (2.6)). Bei gegebener optischer Abbildung (also konstanter optischer Apertur) kann die laterale Auflösung nur durch eine Verringerung der zentralen Wellenlänge verbessert werden.

2.5.2.3 Eindeutigkeitsbereich des Weglängenunterschieds

Der Eindeutigkeitsbereich des Weglängenunterschieds

$$\Delta z_{max} = \frac{1}{2n} \cdot \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta \lambda_D} \cdot N \quad (2.8)$$

wird durch die Anzahl der Pixel des Detektors N , dem Brechungsindex n der Messstrecke, sowie dem auf dem Detektor aufgenommenen Wellenlängenbereich $\Delta \lambda_D$, welcher hier der Bandbreite der Laserquelle gleichgesetzt wird, definiert [37]. Wie in Abschnitt 3.1 gezeigt wird, kann auf der Messstrecke von $n \approx 1$ ausgegangen werden. Hier zeigt sich ein gegenläufiger Einfluss der zentralen Wellenlänge: Während sich die Auflösung axial und lateral mit kleinerer Wellenlänge und größerer Bandbreite verbessert, wird der Eindeutigkeitsbereich des Weglängenunterschieds kleiner.

³ Versuche von Matthias Buser (IFSW) haben gezeigt, dass mit dem verwendeten IDM auf metallischen Oberflächen Auflösungen von wesentlich kleiner als 10 µm erzielt werden können.

⁴ Da die Auflösung als Abstand definiert ist, ist ein kleinerer Wert besser.

2.5.2.4 Eigenschaften des IDM

Aus den gezeigten Formeln und den von Precitec erhältlichen Spezifikation des IDM, welche in Tabelle 2.2 aufgelistet sind, lassen sich die Eigenschaften des Messsystems ermitteln.

Beschreibung	Wert
Zentrale Wellenlänge $\bar{\lambda}$	1550 nm
Spektrale Breite $\Delta\lambda_Q$	40 nm
Leistung	40 mW
Abtastrate	70 kHz
Fokusedurchmesser (Konfiguration A / Konfiguration B)	140 μm / 70 μm
NA (Konfiguration A / Konfiguration B)	0,008 rad / 0,016 rad
Detektorpixel	512

Tabelle 2.2: Spezifikationen des IDM Messsystems.

Da sich die Formeln auf den Weglängenunterschied Δz beziehen, welcher doppelt so groß ist wie die Änderung der Distanz zur Probe,

$$\Delta Z = \Delta z/2, \quad (2.9)$$

müssen diese skaliert werden. Somit ergeben sich die in Tabelle 2.3 aufgelisteten Werte für die axiale und laterale Auflösung, sowie die maximale Messlänge in Bezug auf die Objektdistanz.

	Berechnet	Herstellerangabe
Axiale Auflösung (2.5)	13,25 μm	10 μm
Laterale Auflösung (2.6) (A/B)	120 μm / 60 μm	-
Eindeutigkeitsbereich (2.8)	7,8 mm	10 mm

Tabelle 2.3: Eigenschaften des IDM Messsystems. Die axiale Auflösung sowie der Messbereich sind auf die Objektdistanz bezogen, welche $Z = \Delta z/2$ entspricht.

Daraus lässt sich schließen, dass mit dem IDM in einem Eindeutigkeitsbereich bis 7,8 mm bei einer axialen Auflösung von besser als 20 μm gemessen werden kann, was bei Einschweißtiefen von 1 mm ca. einer relativen Messabweichung von $\pm 2\%$ entspricht. Die laterale Auflösung vom 120 μm beziehungsweise 60 μm entspricht weniger als der Hälfte des Fokusedurchmessers des Prozesslasers. Es ist somit sichergestellt, dass der Messlaser in die Kapillare treffen kann und die gemessenen Distanzen aus einer Messung innerhalb der Kapillare stammen. Die gemessenen Distanzen können jedoch nicht eindeutig einem Ort innerhalb der Kapillare zugeordnet werden.

3 Bestimmung der Kapillartiefe

In diesem Kapitel wird eine Methode zur Bestimmung der Kapillartiefe vorgestellt, welche mittels Röntgenaufnahmen verifiziert wurde. Damit wird der erste Teil der Arbeitshypothese „Mittels optischer Pfadlängenmessung kann die Kapillartiefe und daraus die Nahttiefe bestimmt und geregelt werden.“ bestätigt.

3.1 Bestimmung der optischen Pfadlänge

Ein IDM misst optische Pfadlängendifferenzen zwischen dem optischen Pfad in einem Referenzarm und dem optischen Pfad in einem Messarm. Davon ausgehend, dass der Referenzarm unter allen Umständen eine konstante optische Pfadlänge aufweist, wird die Differenz nur durch Veränderungen der optischen Pfadlänge im Messarm beeinflusst. Dabei ist die optische Pfadlänge

$$L_{opt} = n \cdot L_{geo} \quad (3.1)$$

abhängig von der geometrischen Pfadlänge L_{geo} und dem Brechungsindex n .

Um die Tiefe der Kapillare messen zu können, müssen zwei Voraussetzungen erfüllt werden: Der Brechungsindex auf der Messstrecke darf sich nicht signifikant ändern und die geometrische Pfadlänge darf im Mittel nicht durch Mehrfachreflektionen verlängert oder durch Reflektionen verkürzt werden. Im Folgenden wird daher geklärt, welchen Brechungsindex der Messstrahl nach der Abspaltung von dem Referenzstrahl auf seinem Weg in die Tiefen der Kapillare durchläuft und welchen geometrischen Pfad er dabei nimmt.

3.1.1 Brechungsindex

Der Messstrahl durchläuft auf seinem Weg zum Kapillargrund verschiedene Medien mit unterschiedlichen Brechungseigenschaften.

In Bild 3.1 sind die vier wichtigsten Zonen entlang des Weges des Messstrahls zum Kapillarboden dargestellt:

- Zone A mit Brechungsindex n_A umfasst alle optischen Bauteile, die der Messstrahl nach der Trennung vom Referenzstrahl innerhalb der Prozessoptik durchläuft. (Hier nur durch eine Linse repräsentiert)
- Zone B mit Brechungsindex n_B , die Umgebungsatmosphäre (im Rahmen dieser Arbeit Luft) nach der Linse vor dem Metalldampf,
- Zone C mit Brechungsindex n_C , die Metalldampffackel,
- Zone D mit Brechungsindex n_D , innerhalb der Kapillare.

Inwieweit sich die Brechungsindizes während einer Messung in diesen Zonen verändern und ob diese Veränderung das Messergebnis signifikant verändert, wird im Folgenden beschrieben.

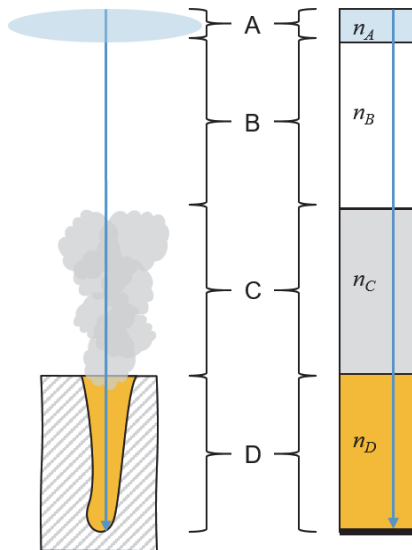


Bild 3.1: Zonen mit unterschiedlichen Brechungsindizes, die der Messstrahl durchläuft, bis er reflektiert wird. Optische Elemente in der Prozessoptik (A), Luft (B), Metalldampf (C), Kapillare (D).

Solange sich diese während der Messung nicht ändern und sie bekannt sind, haben die absoluten Werte der Brechungsindizes keinen Einfluss auf die Messung. Wenn n_A , n_B und n_C konstant sind, muss nur n_D für eine Messung der Kapillartiefe bekannt sein. Ändern sich die Brechungsindizes von Prozess zu Prozess, verschieben sich die Messwerte im Messbereich, was jedoch nicht zwingend zu einem Messfehler führen muss, da die Oberfläche vor und nach dem Prozess gemessen wird und somit die relative Distanz zwischen der im Messsignal erkennbaren Oberfläche und der Kapillarspitze gleichbleibt. Ändern sich jedoch die Brechungsindizes während des Schweißvorgangs oder ist dieser unbekannt, sind die Annahmen hinfällig und die Messung wird verfälscht, da der Zusammenhang von geometrischer und optischer Pfadlänge unbekannt ist.⁵

3.1.1.1 Temperaturabhängigkeit des Brechungsindizes von optischen Elementen (Zone A)

Die Temperaturkoeffizienten des Brechungsindex sowie Ausdehnungskoeffizienten für zwei typische, in Laseroptiken verwendete Gläser, sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt. BK7 (hier von Firma Schott) erfährt eine temperaturabhängige Änderung um $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ des Brechungsindex und dehnt sich mit $8,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ aus. Bei Quarzglas (Firma Heraeus) ändert sich der Brechungsindex mit $9,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ und die relative Ausdehnung beträgt $0,51 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Glas	Brechungsindex bei 20 °C	Temperaturkoeffizient des Brechungsindex in $\frac{10^{-6}}{\text{K}}$	Ausdehnungskoeffizient in $\frac{10^{-6}}{\text{K}}$
BK7 (Schott [38])	1,5009	1,5	8,3
Quarzglas (Heraeus [39])	1,4434	9,8	0,51

Tabelle 3.1: Glaseigenschaften für zwei typische Gläser, die für Linsen verwendet werden.

⁵ Zusätzlich zu einer Messung der Oberfläche vor und nach dem Prozess, kann diese auch während des Prozesses, entweder durch einen zweiten Messfleck [22] oder durch das Bewegen des Messstrahls mittels eines Ablenkspiegels erfolgen [3].

Geht man davon aus, dass die Gläser während des Laserstrahlschweißprozesses von Raumtemperatur bis auf 100 °C erwärmt werden [40], ergeben sich die in Tabelle 3.2 gezeigten Änderungen. Dabei verändert sich der Brechungsindex von BK7 um 0,012 % und von Quarzglas um 0,078 %. Die Dicke der Linse vergrößert sich um 0,066 % bei BK7 und um 0,004 % bei Quarzglas.

Glas	Relative Brechungsindexänderung	Relative Größenänderung
BK7 [38]	0,012 %	0,066 %
Quarzglas [39]	0,078 %	0,004 %

Tabelle 3.2: Relative Änderung des Brechungsindex und der Größe der Linse unter Annahme einer Erwärmung von 20 °C auf 100 °C.

Die Änderung der optischen Pfadlänge

$$\Delta L_{opt} = DL_{warm} \cdot n_{warm} - DL_{kalt} \cdot n_{kalt} \quad (3.2)$$

durch die Linse wird durch die temperaturabhängige Änderung der Linsendicke DL und den Brechungsindex n bestimmt. Bei einer angenommenen Linsendicke von $DL_{kalt} = 15 \text{ mm}$ wird bei BK7 und bei Quarzglas die optische Pfadlänge bei der betrachteten Temperaturerhöhung um ca. 11,8 μm länger.

3.1.1.2 Heißes Gas (B, C, D)

Auf dem Weg zwischen Linse und Kapillargrund befindet sich ein Gemisch aus Umgebungsluft (hier Luft) und den Verdampfungsprodukten des bearbeiteten Materials. Es müssen also die Eigenschaften von Luft, Metaldampf und eventuell vorhandenem Plasma betrachtet werden.

Untersuchungen des temperaturabhängigen Brechungsindex in und über der Interaktionszone von Material und Laserstrahl

In verschiedenen Experimenten wurden die Temperaturen und Brechungsindizes über der Kapillare untersucht. Tabelle 3.3 zeigt die entsprechenden Veröffentlichungen und die ermittelten Werte. Dabei ist λ_p die Wellenlänge, δ der Fokusbereich und F die Fluenz des verwendeten Bearbeitungslaserstrahls. Falls bekannt, ist mit λ_M die Wellenlänge angegeben, bei welcher der Brechungsindex bestimmt wurde. In den Veröffentlichungen werden je nach Material und Bearbeitungsart Temperaturen zwischen 3000 K bis 11000 K und Brechungsindizes von 0,986 bis 1,0006 angegeben. Die Veröffentlichungen [41–45], in welchen Ergebnisse aus Versuchen beim Laserstrahlschweißen gezeigt werden, berichten von Temperaturen über und in der

Kapillare von bis zu 6000 K, geben jedoch keinen Brechungsindex dazu an. Im Folgenden wird daher der Brechungsindex über der Kapillare abgeschätzt.

Quelle	Parameter	Brechungsindex	Temperatur
Schittenhelm [46]	Aluminium, $\lambda_p = 394,4 \text{ nm}$, $\delta = 180 \text{ }\mu\text{m}$, $F = 35 \text{ J/cm}^2$	0,986 bis 1,002 bei $\lambda_M = 633 \text{ nm}$	10000 K
Callies [47]	Kupfer, $\lambda_p = 248 \text{ nm}$, Puls- dauer 30 ns, $I = 10^9 \text{ W/cm}^2$	0,9996 bis 1,0006 bei $\lambda_M = ?$	11000 K
Oiwa [48]	Verzinkter Stahl, $\lambda_p = 1070 \text{ nm}$, Pulsdauer 30 ms, $P = 1 \text{ kW}$	1,00005 bis 1,00027 bei $\lambda_M = 1090 \text{ nm}$	Keine An- gabe
Zou [41]	Baustahl, $\lambda_p = 1070 \text{ nm}$, $\delta = 300 \text{ }\mu\text{m}$, $P = 5 \text{ kW}$, $v = 2 \text{ m/min}$	Nicht angegeben	5078 K
Matsunawa [42]	Aluminium, $\lambda_p = 1030 \text{ nm}$, Pulsdauer bis 21 ms, Pulsenergie 90 J	Nicht angegeben	3280 K
Kawahito [43]	Edelstahl, $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$, $P = 1,5 \text{ kW}$, $v = 20 \text{ mm/s}$, Argon Schutzgas	Nicht angegeben	3600 K
Kawahito [44]	Edelstahl, $\lambda_p = 1070 \text{ nm}$, $P = 10 \text{ kW}$	Nicht angegeben	6000 K
Zhang [45]	Edelstahl, $\lambda_p = 1070 \text{ nm}$, $P = 10 \text{ kW}$, $\delta = 400 \text{ }\mu\text{m}$	Nicht angegeben	5720 K (in der Ka- pillare)

Tabelle 3.3: Angaben bezüglich der Temperatur ober- und innerhalb der Interaktionszone zwischen Material und Laserstrahl und dem dort vorherrschenden Brechungsindex aus der Literatur.

Brechungsindex von Luft

Der temperaturabhängige Brechungsindex von Luft [49–52] ist in Bild 3.2 nach [52] dargestellt. Laut der zugrunde liegenden Berechnung beträgt der Brechungsindex bei Raumtemperatur ca. 1,000265 und fällt beim Erhitzen auf 100 °C auf 1,0002 ab. Wird die Temperatur weiter gesteigert, erscheint es plausibel, dass der Brechungsindex weiter absinkt und sich einem Wert von 1,0 annähert.

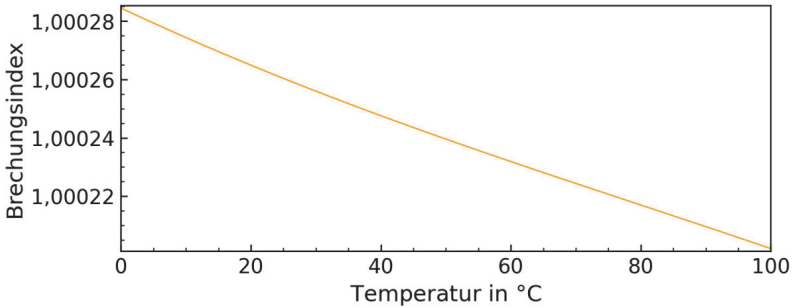


Bild 3.2: Verlauf des Brechungsindex von Luft in Abhängigkeit der Temperatur.

Brechungsindex von Metaldampfplasma

Sollte über der Kapillare ein Plasma entstehen, beträgt der Brechungsindex in diesem Plasma laut [53, 54]

$$n(\lambda_0) = 1 + \frac{1}{2\varepsilon_0} \sum_m p_m \lambda n_m - \frac{q^2}{8\pi^2 \varepsilon_0 m_e c_0^2} \lambda^2 n_e. \quad (3.3)$$

Er ist abhängig von der Wellenlänge λ , der Polarisierbarkeit p_m der schweren Teilchenspezies m , deren Teilchendichte n_m , der Lichtgeschwindigkeit c_0 in Vakuum, der Elektronenmasse m_e und der Teilchendichte der Elektronen n_e , sowie der Elektronenladung q und der Dielektrizitätskonstante in Vakuum ε_0 . In [55] wird der Brechungsindex bei einer Wellenlänge von $\lambda = 10 \mu\text{m}$ für verschiedene Metalle und Gase dargestellt, unter der Annahme, dass in Gleichung (3.3) der Beitrag der Elektronen um mindestens eine Größenordnung größer als der Beitrag der schweren Teilchen ausfällt und daher der Beitrag der schweren Teilchen vernachlässigbar ist. Unter der Annahme, dass dies auch für eine Wellenlänge von $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ zutrifft, wurde der Brechungsindex in einem Eisenplasma als Funktion der Temperatur berechnet und aufgetragen (s. Bild 3.3).

Es wurden dazu folgende Werte angenommen:

- $c \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$,
- $q \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$,
- $m_e \approx 9 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$,
- $\lambda_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$,
- $\varepsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}}{\text{V} \cdot \text{m}}$ und
- $n_e \approx 10^{20} \text{ bis } 10^{24} \frac{1}{\text{m}^3}$ (aus [55] für Eisenplasma)

Werden nun die Brechungsindizes bei den aus den Veröffentlichungen bekannten Temperaturen in und über der Kapillare mittels Gleichung (3.3) berechnet, ergeben sich Brechungsindizes von 0,9999998 bei 3600 K bis 0,9999885 bei 6000 K.

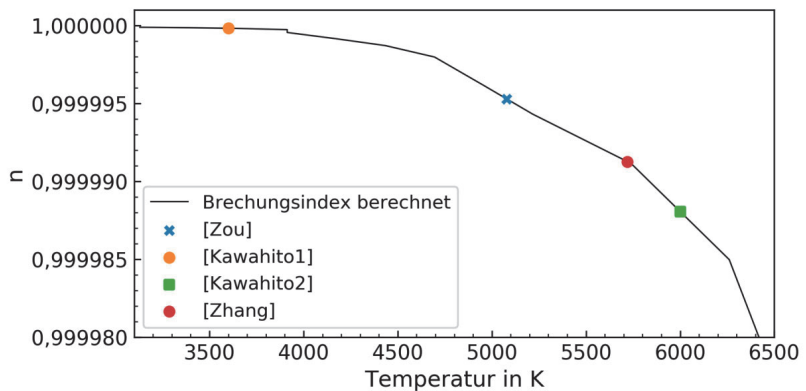


Bild 3.3: Brechungsindex als Funktion der Temperatur nach Gleichung (3.3). Die Punkte geben die in den Veröffentlichungen [43–45] genannten Temperaturen wieder.

3.1.1.3 Fehlerbetrachtung der optisch gemessenen Pfadlänge aufgrund der Brechungsindexänderung

Für eine Abschätzung der Differenz von geometrischer und optischer Pfadlänge, die durch die temperabhängige Änderung des Brechungsindex hervorgerufen wird, werden folgende Annahmen getroffen:

- Die Oberfläche der Probe, wird zeitlich vor dem Laserschweißprozess ermittelt, wobei der Abstand von Linse zu Probe 300 mm beträgt.
- Die Linse und die Luft haben zu diesem Zeitpunkt noch Raumtemperatur und die Metaldampffackel und die Kapillare existieren noch nicht.
- Im Prozess werden die Linse und die Luft auf 100 °C aufgeheizt
- Es bilden sich eine Kapillare mit einer Tiefe von 5 mm und eine Metaldampffackel mit einer Höhe von 100 mm aus, welche beide eine Temperatur von 5727 °C haben.
- Der Metaldampf in und über der Kapillare verhält sich wie ein leicht ionisiertes Eisenplasma.

Ausgehend von verschiedenen (realistischen) Annahmen, wurde jeweils die optische Pfadlängendifferenz für die verschiedenen Zonen A-D (s. Bild 3.1) berechnet (s. Tabelle 3.4). Daraus ergibt sich, dass die optische Pfadlänge in der Zone A (Linse) um 11,8 μm verlängert, in den Zonen B (Luft) um -12,6 μm beziehungsweise C (Metaldampf) um -27 μm verkürzt wird. Da der Brechungsindex innerhalb der Kapillare nahezu 1 beträgt, entspricht die optische Pfadlänge in der Kapillare genau der geometrischen Pfadlänge.

Zone	Vor dem Prozess	Während des Prozesses	Optische Pfadlängendifferenz
A (Linse)	$T = 20\text{ °C}$ $n_a = 1,4434$ $L_{geo} = 10\text{ mm}$ $L_{opt} = 14,434\text{ mm}$	$T = 100\text{ °C}$ $n_a = 1,444526$ $L_{geo} = 10,0004\text{ mm}$ $L_{opt} = 14,446\text{ mm}$	$\Delta L_{opt} \approx 11,8\text{ }\mu\text{m}$
B (Luft)	$T = 20\text{ °C}$ $n_b = 1,000265$ $L_{geo} = 200\text{ mm}$ $L_{opt} = 300,081\text{ mm}$	$T = 100\text{ °C}$ $n_b = 1,000202$ $L_{geo} = 200\text{ mm}$ $L_{opt} = 200,031\text{ mm}$	$\Delta L_{opt} \approx -12,6\text{ }\mu\text{m}$
C (Metалldampf)	$T = 20\text{ °C}$ $n_c = n_b$ $L_{geo} = 100\text{ mm}$ $L_{opt} = 100,027\text{ mm}$	$T = 5727\text{ °C}$ $n_b = 0,999995$ $L_{geo} = 100\text{ mm}$ $L_{opt} = 99,9995\text{ mm}$	$\Delta L_{opt} \approx -27\text{ }\mu\text{m}$
D (Kapillare)	$T = 20\text{ °C}$ $n_d = n_b$ $L_{geo} = 0\text{ mm}$ $L_{opt} = 0\text{ mm}$	$T = 5727\text{ °C}$ $n_b = 0,999995$ $L_{geo} = 5\text{ mm}$ $L_{opt} = 4,99998\text{ mm}$	$\Delta L_{opt} \approx 5\text{ mm}$
ΣL_{opt}	314,514 mm	319,486 mm	$\Sigma \Delta L_{opt} \approx 5\text{ mm} - 28\text{ }\mu\text{m}$
Gemessene optische Kapillartiefe	4,972 mm (entspricht <0,6 % Abweichung)		

Tabelle 3.4: Temperaturen, Brechungsindizes, geometrische und daraus berechnete optische Pfadlängendifferenzen vor und während des Prozesses.

Werden alle optische Pfadlängendifferenzen aufsummiert, ergibt sich eine gemessene Kapillartiefe von $5\text{ mm} - 28\text{ }\mu\text{m} = 4,972\text{ mm}$. Die Abweichung zur realen Kapillartiefe von 5 mm beträgt somit weniger als 0,6 %. Da der Brechungsindex innerhalb der Kapillare nahezu eins beträgt, trägt die Pfadlänge innerhalb der Kapillare nicht zum Fehler bei und somit ist der Fehler der Pfadlänge unabhängig von der Kapillartiefe.

Bei kleineren Kapillartiefen wird der relative Fehler größer und kann bis zu 2,8 % bei 1 mm Kapillartiefe betragen. Ist dies für den Prozess eine unzulässige Abweichung, muss die Oberfläche auch während des Prozesses unter den gleichen Bedingungen wie die Kapillartiefe gemessen werden, beispielsweise durch einen zweiten Messpunkt [22].

3.1.2 Geometrische Pfadlänge

Idealerweise sollte bei einer Tiefenmessung der tiefste Punkt in der Kapillare bestimmt werden, da dieser am besten mit der Nahttiefe übereinstimmt [20]. Bild 3.4 zeigt dazu drei beispielhafte Pfade (A, B, C) denen ein Messstrahl folgen könnte. Trifft der Strahl direkt auf den tiefsten Punkt der Kapillare und wird in sich selbst reflektiert, dann entspricht die halbe geometrische Pfadlänge von der Oberfläche bis zum tiefsten Punkt der Kapillare und zurück genau der Kapillartiefe (Fall A). Wird der Strahl (C) jedoch mehrfach innerhalb der Kapillare reflektiert, vergrößert sich dessen Pfadlänge und es wird ein anderer, größerer Wert gemessen. Auf der anderen Seite kann es jedoch auch vorkommen, dass ein Strahl (B) vor Erreichen der maximalen Tiefe umkehrt. So kann dieser durch einen Vorsprung, zum Beispiel aufgrund der gleitenden Stufen an der Kapillarfront [56], wieder zurück gelenkt werden.

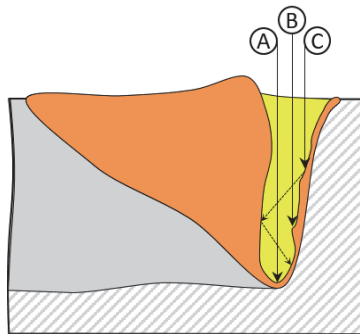


Bild 3.4: Drei mögliche Strahlengänge innerhalb derselben Kapillare. A zeigt die tatsächliche Kapillartiefe, B eine kürzere Strecke und C eine längere.

3.1.2.1 Einfacher Raytracing-Algorithmus („Raytracer“)

Um herauszufinden, welche Längen innerhalb einer realen Kapillare gemessen werden könnten, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein einfacher Raytracing-Algorithmus entwickelt. Andere Implementierungen, konzentrieren sich auf die Bestimmung der Intensitätsverteilung innerhalb der zu untersuchenden Geometrie [57]. Im Gegensatz dazu werden durch den entwickelten Raytracer die Strecke und Intensität vieler Teilstrahlen entlang ihres Pfades durch die Kapillare berechnet und aufgezeichnet. Dadurch kann ermittelt werden, welche Gesamtstrecke jeder Teilstrahl zurückgelegt hat und welche Restintensität dieser beim Verlassen der Kapillare noch hat.

Dadurch, dass die betrachtete Geometrie bekannt ist, kann geprüft werden, ob es mit einer Pfadlängenmessung möglich ist, die echte Kapillartiefe zu bestimmen. Da zusätzlich die in den Teilstrahlen verbliebene Intensität bestimmt wird, lässt sich auch abschätzen, welche Pfadlängen mit welcher Intensität von einem echten Messgerät erfasst werden könnten.

Zur Vereinfachung arbeitet der Raytracer nur im zweidimensionalen Raum und wird auf binäre Pixelbilder von Kapillargeometrien angewendet, welche aus Röntgenaufnahmen von Laserstrahltafgeschweißprozessen stammen. Wie bereits in Abschnitt 2.4 beschrieben, entstehen diese Bilder aus einer Projektion orthogonal zur Vorschubrichtung und geben die Kapillargeometrie parallel zum Vorschub wieder.

Mit dem Raytracer ist es möglich, die Intensität und Pfadlänge eines Strahls zu berechnen, der durch beliebige 2D Geometrien propagiert. Diese Geometrien können Modellgeometrien oder echte, aus Röntgenbildern ermittelte Kapillargeometrien, sein. Die Berechnung der Intensität nach der Propagation durch die Geometrie, erfolgt dabei zweidimensional und unter der Annahme eines konstanten Brechungsindex von $n = 1$, wodurch geometrische und optische Pfadlängen identisch sind.

Zusammengefasst werden vom Raytracer fünf Schritte durchgeführt:

1. Generierung der Teilstrahlen: Auf Basis von vorgegebenen Strahlparametern werden Teilstrahlen erzeugt.
2. Propagation: Für jeden Teilstrahl werden die Reflexionskoordinaten an der Kapillarwand, die Reflektionswinkel und die resultierenden Pfadlängen bestimmt.
3. Bestimmung der Intensität der Teilstrahlen nach der Propagation: Auf Basis der Einfallswinkel relativ zur Kapillarwand werden die Verluste der Teilstrahlen bei der Reflexion auf Grundlage der Fresnel Gleichungen berechnet und von der Startintensität abgezogen.
4. Registrierung der Teilstrahlen: Nach mehreren Reflexionen der einzelnen Teilstrahlen innerhalb der Geometrie, verlassen diese die verwendete Geometrie unter einem bestimmten Winkel. Um vom Messgerät erfasst zu werden, müssen diese wieder in eine Glasfaser eingekoppelt werden, in welcher die Strahlung zum Messgerät geführt wird. Dazu wird bei jedem austretenden Strahl geprüft in welchem Winkel und Abstand dieser relativ zum einfallenden Strahlenbündel aus der Kapillare austritt.
5. Darstellung der Ergebnisse: Um ein zur realen Messung vergleichbares Ergebnis zu erhalten, werden die ermittelten Intensitäten als Funktion der Pfadlängen aller Teilstrahlen aufgetragen. Aus der Pfadlänge, bei der die Intensität maximal ist, wird die Tiefe der Kapillare ermittelt.

In den folgenden Abschnitten wird jeweils detailliert auf die einzelnen Schritte eingegangen. In den Abschnitten 3.1.2.2 und 3.1.2.3 werden anschließend die Ergebnisse vorgestellt, die mit dem Raytracer ermittelt wurden.

Generierung der Teilstrahlen

Um mit dem Raytracer den OCT-Messstrahl zu beschreiben, wird der Messstrahl als Bündel von vielen Teilstrahlen im Modell wiedergegeben. Die Teilstrahlen werden einzeln durch die Geometrie propagiert.

Es sollen zwei unterschiedliche Geometriearten betrachtet werden. Zum einen einfache Modellgeometrien und zum andern echte, aus Röntgenbildern ermittelte Kapillar-geometrien. Der Messstrahldurchmesser beträgt für beide Geometrien 70 μm .

Jeder Teilstrahl startet mit einer Eintrittsintensität [58]

$$I_0(r_E) = I_{max} \cdot \left(\frac{\delta_{IDM}(0)}{\delta_{IDM}(z)} \right)^2 e^{-8 \frac{r_E^2}{\delta_{IDM}(z)^2}}, \quad (3.4)$$

die sich aus der Spitzenintensität I_{max} , dem Fokusbereich $\delta_{IDM}(0)$, dem Durchmesser $\delta_{IDM}(z)$ an der Stelle z und dem Abstand r_E zum Mittelpunkt des einfallenden Gauß-Strahls berechnet. Da nur die relative Intensität der Teilstrahlen von Eintritt zu Austritt bestimmt werden soll, wird $I_{max} = 1 \text{ W/mm}^2$ und $z = 0 \text{ mm}$ gesetzt, wodurch sich die Gleichung auf

$$I_0(r_E) = 1 \frac{\text{W}}{\text{mm}^2} e^{-8 \frac{r_E^2}{\delta_{IDM0}^2}}, \quad (3.5)$$

reduzieren lässt.

Propagation

Innerhalb der Geometrie wird jeder Teilstrahl i -Mal reflektiert. Dabei werden, wie in Bild 3.5 gezeigt, die Auftreffpunkte ($i = 1$ bis i) auf der Kapillarwand bestimmt und Ein- beziehungsweise Ausfallswinkel am Auftreffpunkt (γ_i) und die zurückgelegten Teilstrecken ($l_{geo,i}$) berechnet.

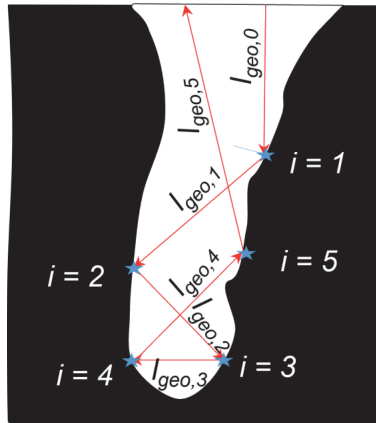


Bild 3.5: Propagation eines Teilstrahls durch eine Kapillare. Der Strahl wird an den Stellen $i = 1$ bis $i = 5$ reflektiert und legt dabei die Teilstrecken $l_{geo,0}$ bis $l_{geo,5}$ zurück.

Die Ermittlung der Reflexionspunkte der einzelnen Teilstrahlen an der Kapillarwand erfolgt mit Hilfe einer Grauwertanalyse (schwarzes oder weißes Pixel) entlang der Propagation des Teilstrahls und wird im Folgenden näher erläutert.

Die verwendeten Geometrien der Kapillaren liegen, wie in Bild 3.5 bereits dargestellt, in Form von binarisierten Pixel-Bildern vor. Die Kapillare wird dabei mit weißen Pixeln repräsentiert und die Kapillarwand, sowie die Umgebung, mit schwarzen Pixeln. Ein Teilstrahl durchläuft nun, wie in Bild 3.6 (a) gezeigt, die Kapillare (weiße Pixel) und trifft auf die Kapillarwand (schwarze Pixel). Durch die Auswertung der Grauwerte (schwarz oder weiß) entlang des Propagationspfades eines Teilstrahls, kann der erste nicht weiße Pixel und somit der Schnittpunkt (= Reflexionspunkt-Koordinaten) mit der Kapillarwand bestimmt werden.

Um den Einfallswinkel des Teilstrahls am Schnittpunkt mit der Kapillarwand bestimmen zu können, werden zwei parallele Hilfsstrahlen (gestrichelte Pfeile Bild 3.6 (b)) im Abstand von drei Pixeln erzeugt. Diese Hilfsstrahlen treffen die Kapillarwand an den Punkten P2 und P3 (blau schraffiert). Die Ausrichtung der Oberfläche (orange) und deren Normalen (rot gestrichelt), gezeigt in (c), werden dann aus der Geraden von P2 nach P3 bestimmt.

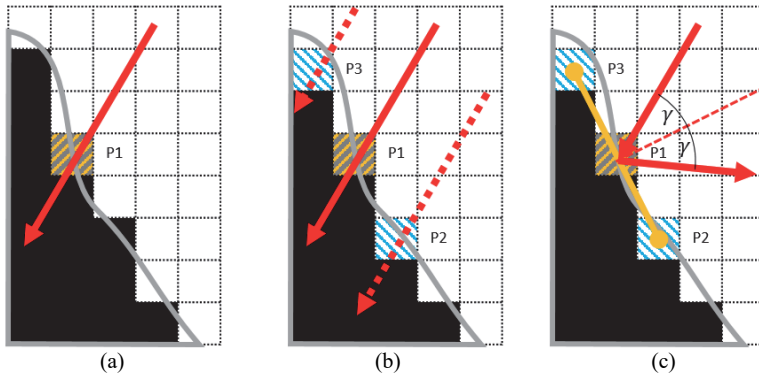


Bild 3.6: (a): Ermittlung des Schnittpunktes eines Teststrahls mit der Kapillarwand. (b) und (c): Ermittlung der Oberflächennormalen mit Hilfe von P2 und P3.

Sind Schnittpunkt und Einfallswinkel bestimmt, wird der Teilstrahl an der wie beschrieben bestimmten Stelle reflektiert und der nächste Schnittpunkt mit der Kapillarwand bestimmt. Dies wird so lange wiederholt, bis der Teilstrahl entweder die Kapillare wieder verlässt oder er 30-mal innerhalb der Kapillare reflektiert wurde, was jedoch automatisch zum Ausschluss des Teilstrahls vom Gesamtergebnis führt. Dabei wird angenommen, dass nach 30 Reflektionen weniger als 1 % der ursprünglichen Intensität im Teilstrahl verbleibt und somit nur noch vernachlässigbar zur Messung beiträgt⁶.

Die gesamte Pfadlänge eines Teilstrahls ergibt sich aus der Summe der Pfadlängen $l_{geo,i}$, inklusive der Strecken vom Eintritt zum ersten Auftreffpunkt und vom letzten Auftreffpunkt bis zum Verlassen der Kapillargeometrie.

Bestimmung der Intensität der Teilstrahlen nach der Propagation

Bei jeder Reflektion der einzelnen Teilstrahlen an der Kapillarwand wird ein Teil der Strahlung absorbiert und der andere Teil der Strahlung reflektiert. Der absorbierte Anteil kann dabei als Verlust angesehen werden, da er die Intensität der Teilstrahlen

⁶ Annahmen: 30 Reflektionen bei einem mittleren Absorptionsgrad von 32 % für Eisen bei Schmelztemperatur und von 14 % für Aluminium [59].

verringert. Entscheidend für die Intensität der aus der Kapillare wieder austretenden Teilstrahlen ist demnach der Reflektionsgrad.

Für jede der Reflektionen wird der Reflektionsgrad nach [57] berechnet. Dabei sind die Reflektionsgrade für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht

$$\psi_{S,i} = 1 - \frac{4 \cdot n \cdot \cos(\gamma_i)}{(n^2 + k^2) \cdot \cos^2(\gamma_i) + 2 \cdot n \cdot \cos(\gamma_i) + 1}, \quad (3.6)$$

und für parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht

$$\psi_{P,i} = 1 - \frac{4 \cdot n \cdot \cos(\gamma_i)}{n^2 + k^2 + \cos^2(\gamma_i) + 2 \cdot n \cdot \cos(\gamma_i)} \quad (3.7)$$

abhängig von dem Einfallswinkel γ_i des Strahls zur Oberflächennormalen und den optischen Materialkonstanten n und k .

Die Intensität der wieder aus der Kapillare austretenden Teilstrahlen

$$I_A = I_o(r_E) \cdot \frac{(\prod_{i=1}^l \psi_{P,i} + \prod_{i=1}^l \psi_{S,i})}{2} \quad (3.8)$$

wird aus der Intensität des Teilstrahls am Eintritt $I_o(r_E)$ und den Produkten der Reflektionsgrade $\psi_{P,i}$ und $\psi_{S,i}$ berechnet. Da davon ausgegangen werden kann, dass der reale Sensor im OCT-Messgerät nicht polarisationssensitiv ist, wird der Mittelwert aus den Intensitäten der beiden Polarisationsrichtungen gebildet.

Registrierung der Teilstrahlen

Da in der realen Messung der Messstrahl des IDM wieder in dessen Glasfaser eingekoppelt werden muss, können für die Messung nur die Teilstrahlen berücksichtigt werden, welche die Kapillare innerhalb eines bestimmten Winkels und von einem bestimmten Ort aus verlassen. Somit wird, wie in Bild 3.7 dargestellt, für jeden Teilstrahl beim Verlassen der Kapillargeometrie geprüft, ob die Abweichung γ_A von einfallendem zu ausfallendem Strahl, kleiner ist als der Divergenzwinkel γ_{IDM} des IDM Messstrahls. Gleichzeitig muss der Strahl die Kapillaröffnung innerhalb des Strahldurchmessers δ_{IDM} verlassen. Nur wenn beide Bedingungen erfüllt sind, wird dieser Teilstrahl vom Algorithmus als gültiger Strahl registriert und trägt somit zum Ergebnis bei.



Bild 3.7: Beispiel der Ausbreitung eines Teilstrahls in einer Kapillare. Hier wird der Messstrahl unter einem kleinen Winkel zur Oberflächennormalen eingebracht. Verlässt der Strahl die Kapillare in einem Winkel γ_A der kleiner oder gleich dem Divergenzwinkel des Messstrahls γ_{IDM} ist und sich innerhalb des Strahldurchmessers δ_{IDM} befindet, trägt dieser zum Ergebnis der Berechnung bei.

Darstellung der Ergebnisse

Wie bereits in Bild 3.4 gezeigt, können die Teilstrahlen auf unterschiedlichen Pfaden durch die Kapillargeometrien propagieren. Bei jeder Reflektion verlieren die Teilstrahlen einen Teil ihrer Startintensität (siehe Gleichung (3.5)) bis sie die Kapillargeometrie wieder verlassen. Ein Strahl, der mehrfach innerhalb der Kapillargeometrie reflektiert wurde, hat einen großen Anteil seiner Startintensität verloren und wahrscheinlich einen größeren Weg zurückgelegt, als ein Strahl der am Grund der Kapillargeometrie ein einziges Mal reflektiert und in sich selbst zurückgeworfen wurde.

Im Folgenden werden daher die Intensitäten der Teilstrahlen in Abhängigkeit der ermittelten Pfadlänge dargestellt. Die Pfadlänge, die auf der Abszisse aufgetragen ist, wird in Intervalle mit Breite von ΔL_{geo} aufgeteilt. Haben zwei Teilstrahlen eine ermittelte Pfadlänge, die sich im gleichen Intervall befindet, wird die Intensität kumuliert. Diese Form der Darstellung wird auch gewichtetes Histogramm genannt [60] und wird im Abschnitt 3.1.2.2 verwendet.

Aus der Intensität als Funktion der Propagationslänge wird unter folgenden Annahmen die mittels Raytracing ermittelte Tiefe der Geometrie D_{RT} bestimmt:

1. Die Teilstrahlen können den tiefsten Punkt der Geometrie auf direktem Weg ohne Reflektionen erreichen.

2. Teilstrahlen, die auf den Grund treffen, werden zum größten Teil in sich selbst zurück reflektiert und tragen somit stark zur kumulierten Intensität bei.
3. Teilstrahlen die mehrfach reflektiert und wieder in die virtuelle Messfaser eingekoppelt werden, tragen nur wenig zur kumulierten Intensität bei, da sie den Großteil ihrer ursprünglichen Intensität verloren haben.
4. Nur ein geringer Anteil der Strahlen wird oberhalb des tiefsten Punktes direkt in sich selbst zurück reflektiert und trägt somit auch nicht signifikant zur kumulierten Intensität bei.

Die Tiefe mit der höchsten Intensität im Histogramm entspricht dann der Hälfte der Pfadlänge von Oberfläche bis zum tiefsten Punkte der Kapillare und zurück \check{L}_{geo} .

Um die getroffenen Annahmen zu überprüfen, wird daraus die relative Abweichung

$$E_{RT} = \frac{D_{RT}}{D_{geo}} - 1 \quad (3.9)$$

der Tiefe aus dem Raytracer D_{RT} zu der Tiefe der Geometrie D_{geo} bestimmt. Ist $D_{RT} = D_{geo}$ beläuft sich E_{RT} zu Null. Die Ergebnisse der Berechnung der relativen Abweichung werden in Abschnitt 3.1.2.3 für reale Kapillargeometrien beschrieben.

3.1.2.2 Test der Funktion anhand von Modellgeometrien

Um die Funktionstüchtigkeit des Raytracers zu prüfen, wurden die geometrischen Pfadlängen innerhalb von vier Modellgeometrien in Anlehnung an [33] mit dem Raytracing-Algorithmus bestimmt. Da die Geometrien vollständig bekannt sind, sind auch die ermittelten Pfadlängen vorhersagbar und die Funktion des Raytracers kann überprüft werden. Die Bezeichnungen der Geometrien beziehen sich auf dreidimensionale Formen, es wird jedoch nur eine Schnittebene durch diese Geometrien zweidimensional vom Raytracer ausgewertet.

Bild 3.8 zeigt auf der linken Seite die Modellgeometrien mit den vom Raytracer erzeugten Teilstrahlen, mit deren Hilfe die Pfadlängen bestimmt werden. Dabei sind alle registrierten Strahlen in Grün (kleinste Intensität) bis Rot (größte Intensität) und alle nicht registrierten Strahlen in Grau dargestellt. Die Geometrien „Zylinder“, „Kegel“ und „Ellipse“ haben dabei eine Tiefe von 2 mm und die Geometrie „Kugel“ ist 1,5 mm tief. In der rechten Spalte sieht man die jeweils ermittelte Intensität als Funktion der Pfadlänge in Rot. Die kürzeste Pfadlänge entspricht der Reflektion am tiefsten Punkt der Geometrie \check{L}_{geo} (grün) und entspricht genau der doppelten Geometrietiefe D_{geo} .

Die erste Zeile zeigt die Ergebnisse für die Zylindergeometrie. Da die Geometriewand am Auftreffpunkt für alle Teilstrahlen orthogonal zur Propagationsrichtung steht, ist zu erwarten, dass alle Teilstrahlen in sich selbst zurückgeworfen werden und die kumulierte Intensität ihr Maximum genau bei der Geometrie-Pfadlänge besitzt. Im zugehörigen Bild verlaufen alle Teilstrahlen ausschließlich senkrecht und sind in grün bis rot eingefärbt, da alle Strahlen in sich selbst reflektiert und somit auch registriert werden. Das zugehörige Diagramm zeigt, wie erwartet, ein Maximum der Intensität genau bei $\tilde{L}_{geo} = 2 \text{ mm}$.

Bei der kegelförmigen Kapillargeometrie trifft keiner der Teilstrahlen auf eine zu seiner Propagationsrichtung orthogonale Wand. Somit ist es unwahrscheinlich, dass das Maximum der Intensität genau bei \tilde{L}_{geo} liegt. Das im Diagramm sichtbare Maximum liegt bei einer Pfadlänge, die kleiner als \tilde{L}_{geo} ist. Diese Strahlen wurden offenbar oberhalb des tiefsten Punktes reflektiert und in die virtuelle Messfaser eingekoppelt.

Die Ergebnisse für die kugel- und ellipsenförmigen Geometrien sind, wie zu erwarten, sehr ähnlich. Die meisten Strahlen werden im Grund der Geometrie einmalig reflektiert und registriert. Alle anderen Strahlen verlassen die Geometrie entweder unter einem zu großen Winkel oder von dem falschen Ort aus, weshalb sie nicht in die virtuelle Messfaser zurückreflektiert werden und somit ebenfalls nicht registriert werden.

Es lässt sich also festhalten, dass – zumindest in den hier gezeigten Beispielen – die kumulierte Intensität ihr Maximum bei \tilde{L}_{geo} besitzt, wenn der Strahl auf eine zu seiner Propagationsrichtung orthogonale Fläche am Grund der Geometrie trifft. Da alle Ergebnisse plausibel sind, wird davon ausgegangen, dass die Berechnungen des Raytracers korrekt sind.

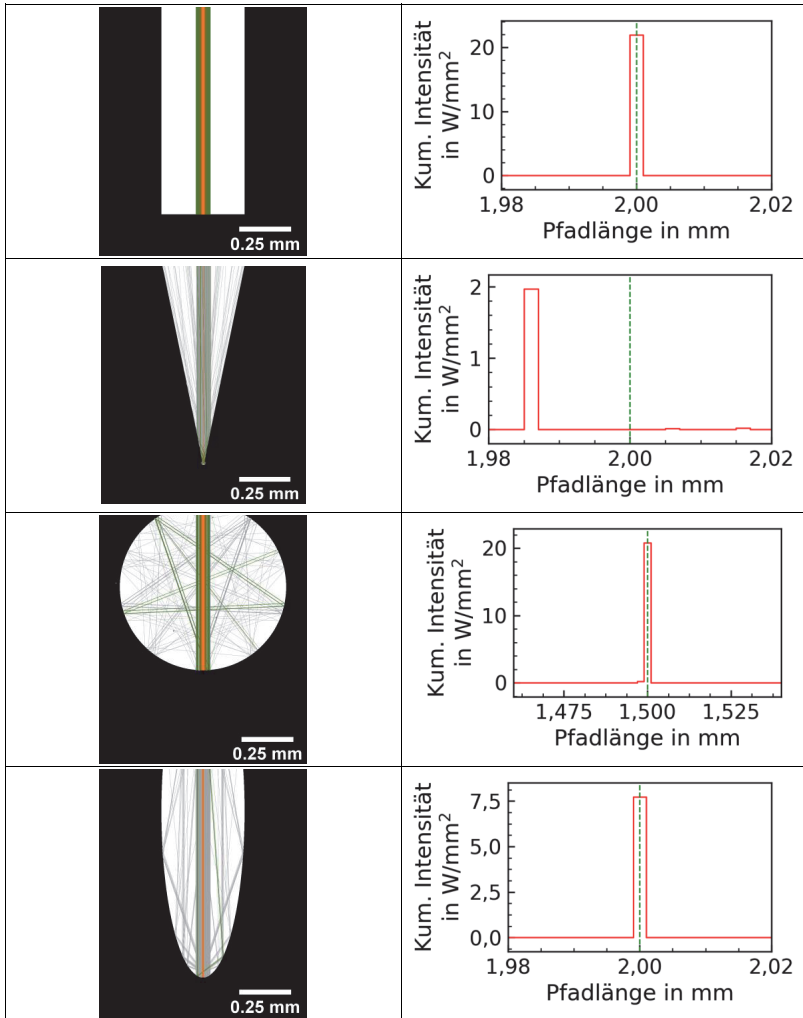


Bild 3.8: Bestimmung der Pfadlängen innerhalb der Modellgeometrien Zylinder, Kegel, Kugel und Ellipse. Links: Modellgeometrie mit verfolgten Strahlen, wobei die registrierten Strahlen in Grün bis Rot und die nicht registrierten Strahlen in Grau dargestellt werden. Rechts: Kumulierte Intensität als Funktion der Pfadlänge in Rot und die Geometrie-Pfadlänge, die aus einer direkten Reflexion am tiefsten Punkt resultiert, in Grün.

Die relative Abweichung E_{RT} (siehe Gleichung (3.9)) wurde zunächst an 100 Modell-Kapillaren mit zufälliger Geometrie bestimmt. Die Geometrien basieren dabei auf einer Ellipsenform, deren Wand in zufälligen Abständen um einen zufälligen Wert in x und y Richtung verschoben wird, so dass eine wellige Wand entsteht, wie dies links in Bild 3.9 beispielhaft für eine der 100 Geometrien gezeigt ist.

E_{RT} wurde für alle 100 Geometrien ermittelt und in Bild 3.9 rechts in Form eines Histogramms dargestellt. Die meisten Messungen zeigen eine Abweichung von weniger als 1 % und nur bei ein paar wenigen wurde eine sehr große Tiefe bestimmt, die um bis zu 200 % abweichen kann. Da $D_{RT} > D_{geo}$ nur durch mehrere Reflektionen innerhalb der Geometrie erreicht werden kann, müssen die Strahlen mit einer Abweichung von bis zu 200 % sehr viele Reflektionen durchlaufen haben. Somit haben sie auch einen Großteil ihrer ursprünglichen Intensität verloren und könnten leicht mit einer erforderlichen Mindestintensität aussortiert werden. Insgesamt liefert der Raytracer auch hier sinnvolle Ergebnisse, da die ermittelte Tiefe nur in wenigen Fällen von D_{geo} abweicht.

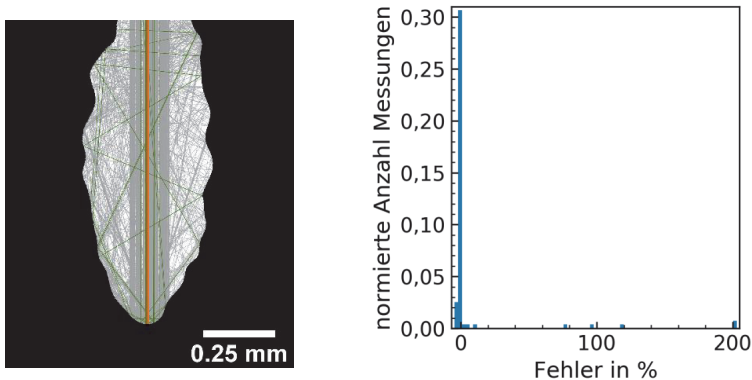


Bild 3.9: Links eine der 100 Zufallskapillaren mit verfolgten Strahlen. Rechts der relative Fehler der aus dem Raytracing ermittelten Tiefe zur realen Tiefe der Kapillargeometrie.

Somit konnte anhand von einfachen Geometrien gezeigt werden, dass der Raytracing-Algorithmus verwertbare Ergebnisse liefert und für die Untersuchung von realen Kapillargeometrien herangezogen werden kann.

3.1.2.3 Reale Kapillargeometrien

Im vorherigen Abschnitt wurde die Plausibilität der Ergebnisse anhand von künstlich erzeugten Kapillargeometrien gezeigt. Der eigentliche Zweck des Raytracers ist jedoch

festzustellen, ob mit der optischen Pfadlängenmessung die Kapillartiefe bestimmt werden kann, was in diesem Abschnitt diskutiert wird.

Dazu wurden aus zwei verschiedenen Röntgenvideos, die beim Laserstrahlschweißen von Stahl und Aluminium aufgenommen wurden, Einzelbilder von Kapillaren extrahiert und deren Kontur manuell erfasst. Anschließend wurde die relative Abweichung E_{RT} der Tiefe aus dem Raytracer zur Tiefe der Geometrie (siehe Gleichung (3.9)) bestimmt.

Es ist anzunehmen, dass sich die Kapillare zumindest in Teilen zeitlich und örtlich schneller ändert, als es mit der vorhandenen Röntgenanlage aufgezeichnet werden kann [61]. In [62] wird gezeigt, dass einige Bewegungen erst bei einer Aufnahme rate von 20 kHz sichtbar werden. Da die Röntgenvideos nur mit einer Aufnahme rate von 1 kHz erzeugt wurden, geben die daraus extrahierten Geometrien nur eine über 1 ms gemittelte Geometrie wieder.

Zwei Beispielbilder von Kapillargeometrien aus zwei verschiedenen Röntgenvideos, die beim Laserstrahlschweißen aufgenommen wurden, sind in Bild 3.10 dargestellt. Bild 3.10 a) zeigt ein Einzelbild eines Röntgenvideos einer Kapillare von einer Schweißung in Stahl. Zur Verdeutlichung ist die Geometrie in Gelb umrahmt. Bild 3.10 b) zeigt ein Einzelbild eines Röntgenvideos einer Kapillare in Aluminium. Der Kontrast zwischen der Kapillare und der Umgebung ist relativ gering. Zusätzlich ist ein Grundrauschen der Pixelwerte über das gesamte Bild zu erkennen. Dieses Rauschen und der geringe Kontrast erschweren die exakte Bestimmung der Kapillargeometrie. Die erfassten Geometrien sind also mehr als grobe Interpretation der echten Geometrien zu verstehen.

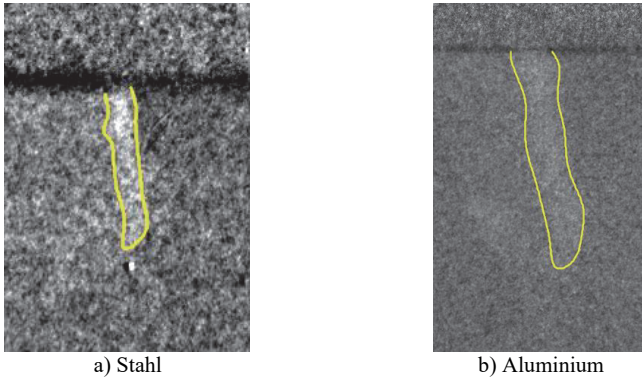


Bild 3.10: Zwei typische Geometrien (gelbe Umrahmung) von Kapillaren, die aus Röntgenbildern ermittelt wurden. a) zeigt ein Einzelbild einer Aufnahme einer Schweißung in Stahl, b) in Aluminium. Um die Erkennbarkeit zu verbessern musste bei Aluminium ein Kalman-gefiltertes Bild verwendet werden.

Bild 3.11 zeigt links eine der 25 erfassten Kapillargeometrien aus einem Röntgenvideo einer Schweißung in Stahl mit der Konfiguration A (300 μm Fokussdurchmesser bei 2:1) bei $P = 2 \text{ kW}$, $v = 6 \text{ m/min}$, $z_0 = 3 \text{ mm}$ und $\alpha = 10^\circ$ (stechend). Auf diese extrahierten realen Kapillargeometrien wurde der Raytracing Algorithmus zur Bestimmung der Pfadlängen innerhalb der Kapillare angewendet. Die jeweiligen Teilstrahlen des Raytracers sind im Bild als blaue Linien dargestellt.

Das Histogramm auf der rechten Seite zeigt die Verteilung der relativen Abweichungen E_{RT} der Tiefen aus dem Raytracer zu den Tiefen der Geometrien (siehe Gleichung (3.9)). Dabei weisen 90,5 % der mittels Raytracing ermittelten Tiefen nur $\pm 5 \%$ Abweichung zur echten Tiefe auf.

Dies zeigt, dass mit großer Wahrscheinlichkeit aus der Messung der geometrischen Pfadlänge in einer Kapillare beim Schweißen von Stahl die echte Kapillartiefe ermittelt werden kann.

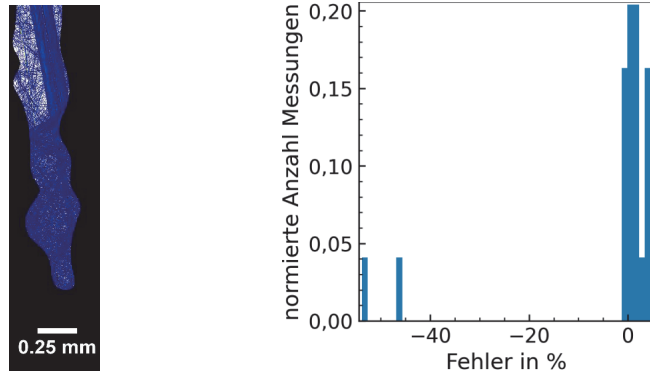


Bild 3.11: Links eine der 25 realen Kapillargeometrien. Rechts die relative Abweichung E_{RT} (hier als Fehler bezeichnet). Prozessparameter: Konfiguration A ($300\ \mu\text{m}$ Fokussdurchmesser bei 2:1), S235, $P = 2\ \text{kW}$, $v = 6\ \frac{\text{m}}{\text{min}}$, $z_0 = 3\ \text{mm}$, $\alpha = 10^\circ$ (stechend).

Aus einer Schweißung in Aluminium mit Konfiguration A ($300\ \mu\text{m}$ Fokussdurchmesser bei 2:1) bei $P = 4\ \text{kW}$, $v = 4\ \text{m/min}$, $z_0 = 0\ \text{mm}$ und $\alpha = 10^\circ$ (stechend) wurden 110 Kapillargeometrien extrahiert. Bild 3.12 zeigt dazu wieder links eine der Kapillargeometrien und rechts das Histogramm über die relative Abweichung E_{RT} . Hier weisen ca. 69 % der ermittelten Tiefen eine Abweichung von weniger als $\pm 5\%$ auf. Auch bei Schweißungen in Aluminium kann somit davon ausgegangen werden, dass eine hohe Übereinstimmung von aus gemessener geometrischer Pfadlänge ermittelter Kapillartiefe und echter Kapillartiefe vorhanden ist.

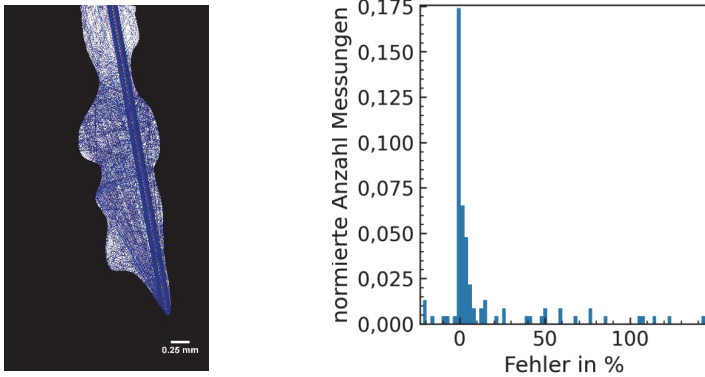


Bild 3.12: Links Beispiel für eine der 110 realen Kapillaren. Rechts die relative Abweichung E_{RT} aller 110 Geometrien (hier als Fehler bezeichnet). Prozessparameter: AlMg3, $P = 4 \text{ kW}$, $v = 4 \frac{\text{m}}{\text{min}}$, $\alpha = 10^\circ$ (stechend).

Der Raytracer wurde mit dem Ziel entwickelt, festzustellen ob die gemessene geometrische Pfadlänge innerhalb einer Kapillargeometrie genutzt werden kann, um die Tiefe der Kapillargeometrie zu bestimmen.

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass

- der Raytracer plausible Ergebnisse bei Modellgeometrien liefert und somit funktionstüchtig ist und
- die mittels Raytracer ermittelte Kapillartiefen in 90 % der Messungen für Kapillaren in Stahlwerkstoffen und in ca. 70 % der Messungen für Kapillaren in Aluminiumwerkstoffen auf $\pm 5 \%$ mit der echten Kapillartiefe übereinstimmen.

Es kann also davon ausgegangen werden, dass aus der geometrischen Pfadlänge in den meisten Fällen die Kapillartiefe bestimmt werden kann. Da, wie in Abschnitt 3.1.1 gezeigt wurde, der Brechungsindex innerhalb der Kapillare nahezu 1 beträgt, entspricht auch die durch ein OCT-Messgerät gemessene optische Pfadlänge der geometrischen Pfadlänge.

Daraus folgt, dass mittels optischer Pfadlängenmessung die Kapillartiefe bestimmt werden kann und die Messung nur in wenigen Fällen einen Fehler aufgrund einer Pfadverlängerung durch Mehrfachreflektion enthält. Um diese These zu stützen, werden im folgenden Abschnitt mit einem IDM gemessene Tiefen und Röntgenaufnahmen gegenübergestellt.

3.2 Verifikation der gemessenen Kapillartiefe

Im vorherigen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass aus der geometrischen Pfadlänge durch die Kapillare die Kapillartiefe bestimmt werden kann. Dazu ergänzend wurde die Kapillare während des Schweißprozesses mittels Röntgenvideografie erfasst und mit dem gemessenen IDM-Signal verglichen.

Um die Kapillartiefe aus dem Röntgenvideo zu extrahieren, wurde in jedem Einzelbild der Röntgenaufnahme entlang der Mittelachse der Kapillare ein Tiefenschnitt (siehe Abschnitt 2.4.3) erzeugt. Durch das Auftragen der Grauwerte entlang der Mittelachse der Kapillare über der Zeit kann so die Kapillartiefe ermittelt werden.

Das IDM und die Röntgenvideografie wurden für die Messung der Kapillartiefe zeit-synchron gestartet, so dass eine eindeutige zeitliche Korrelation der Messungen sichergestellt ist. Im Folgenden werden die mit dem IDM und der Röntgenvideografie ermittelten Kapillartiefen für die Materialien Stahl, Aluminium, Kupfer, Messing und Bronze gegenübergestellt, verglichen und die Abweichungen der Messergebnisse diskutiert.

Bild 3.13 a) zeigt den mittels IDM gemessenen Tiefenverlauf (rote Punkte), bei einer Schweißung mit Konfiguration A ($300\text{ }\mu\text{m}$ Fokusdurchmesser bei 2:1) in Stahl bei $P = 4\text{ kW}$ und $v = 4\text{ m/min}$. Zusätzlich ist im Bild der Tiefenschnitt aus dem Röntgenvideo in Graustufen dargestellt. Helle Punkte repräsentieren eine geringere Abschwächung der Röntgenstrahlung durch das Material, wie dies beispielsweise in der mit Metaldampf gefüllten Kapillare der Fall ist. Zum Zeitpunkt $t = 0,14\text{ s}$ (gestrichelte gelbe Linie) wird die Leistung des Laserstrahls von 0 kW auf 4 kW erhöht und die Kapillare bildet sich aus. Eine Häufung der Messpunkte des IDM (rot) ist in einem engen Band in ca. -5 mm Tiefe zu sehen. Im Bereich unterhalb von -6 mm sowie von -4 mm bis 0 mm befinden sich nur wenige Messpunkt. Im Röntgenvideo und somit auch im Tiefenschnitt ist die Kapillarspitze nur schlecht zu erkennen, was – wie bereits in Abschnitt 2.4.2 ausgeführt – auf eine spitz zulaufende Kapillarspitze hindeuten könnte. Erst in Mittelwertbildern von 50 Einzelbildern (zeitlicher Bildabstand 1 ms) des Röntgenvideos kann die Kapillartiefe ermittelt werden und ist im Bild als grün gestrichelte Linie dargestellt. Die daraus gemessenen Tiefen der Kapillare stimmen gut mit den vom IDM gemessenen Tiefen überein. In Bild 3.13 b) ist ein vergrößerter Ausschnitt von Bild 3.13 a) dargestellt. Auch in der Vergrößerung ist die Kapillarspitze nur schwer zu erkennen.

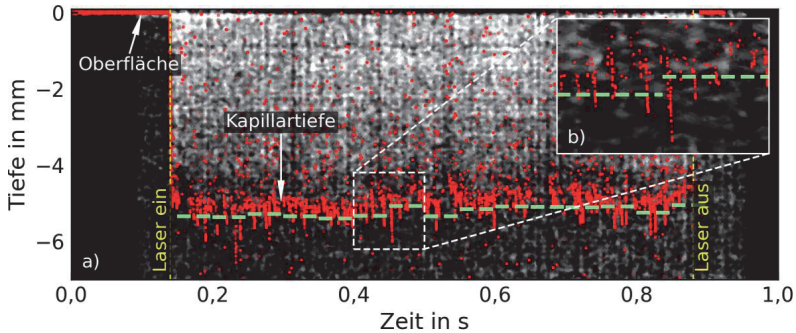


Bild 3.13: Tiefenschnitt (Graubild im Hintergrund) mit überlagerter IDM-Tiefenmessung (rote Punkte) als Funktion der Zeit. Die Tiefe der Kapillare, welche aus Mittelwertbildern über 50 Bilder ermittelt wurde, ist als grüne gestrichelte Linie dargestellt. Prozessparameter: Konfiguration A (300 µm Fokus bei einer Abbildung von 2:1), S235, $P = 4 \text{ kW}$, $v = 4 \text{ m/min}$, $\alpha = 10^\circ$ (stechend).

Die Ergebnisse der Tiefenmessung einer Schweißung in Aluminium sind in Bild 3.14 a) gezeigt. Hier häufen sich die Messpunkte des IDMs in einem vergleichsweise großen Band zwischen -6 mm und -4 mm Tiefe. Im Gegensatz zu den Ergebnissen der Schweißung in Stahl (vgl. Bild 3.13) weist das Tiefensignal des IDMs bei der Schweißung in Aluminium vermehrt Messpunkte zwischen -4 und 0 mm Tiefe auf.

Die starke Streuung der Grauwerte des Tiefenschnitts aus dem Röntgenvideo deutet auf eine in ihrer Tiefe und Geometrie stark schwankende Kapillare hin, welche auch in den zugrundeliegenden Videos sichtbar ist. Damit könnten die Schwankungen in der Tiefenmessung des IDM erklärt werden, da der Messstrahl des IDM an verschiedenen Stellen innerhalb der Kapillare reflektiert werden kann.

Zusätzlich zum Tiefenschnitt ist in Bild 3.14 die aus Einzelbildern des Röntgenvideos ermittelte Kapillartiefe für die ersten 100 ms der Schweißdauer in hellgrün eingezeichnet. In der Vergrößerung ist hier eine Korrelation der mittels IDM gemessenen Tiefe und aus den Einzelbildern ermittelter Kapillartiefe gut zu erkennen.

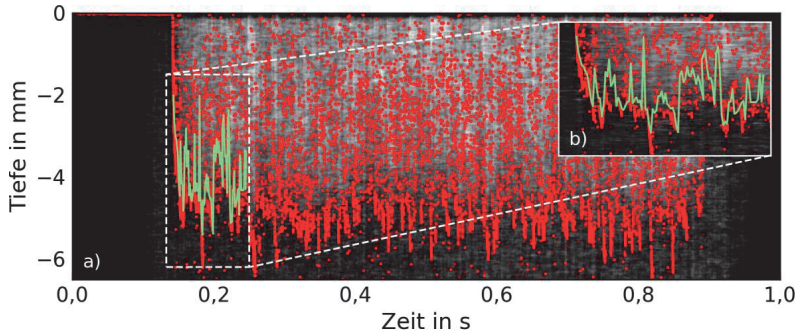


Bild 3.14: Tiefenschnitt (Graubild im Hintergrund) mit überlagerter IDM-Tiefenmessung (rote Punkte) als Funktion der Zeit. Prozessparameter: Konfiguration A ($300\ \mu\text{m}$ Fokusbereich bei 2:1), AlMg3, $P = 4\ \text{kW}$, $v = 4\ \text{m/min}$, $\alpha = 10^\circ$ (stehend).

In Bild 3.15 a) ist das Ergebnis der Tiefenmessung einer Schweißung in Kupfer (Cu-DHP) dargestellt. Auffällig ist die geringe lokale Streuung der Messpunkte im gesamten Bereich der Kapillare (heller Bereich aus Tiefenschnitten des Röntgenvideos) sowie eine geringe Streuung der Messpunkte in der Tiefe. Dies ist vermutlich auf den hohen Reflektionsgrad von Kupfer [63] zurückzuführen. Der Kapillargrund (Übergang zwischen hellen Pixeln und dunklen Pixeln) im Tiefenschnitt des Röntgenvideos ist gut in Bild 3.15 b) sichtbar, was auf ein ausgebautes Kapillarende hindeutet (siehe Abschnitt 2.4.2). Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen Tiefen und der vermeintlichen Kapillarspitze (Übergang von hellen zu dunklen Pixeln).

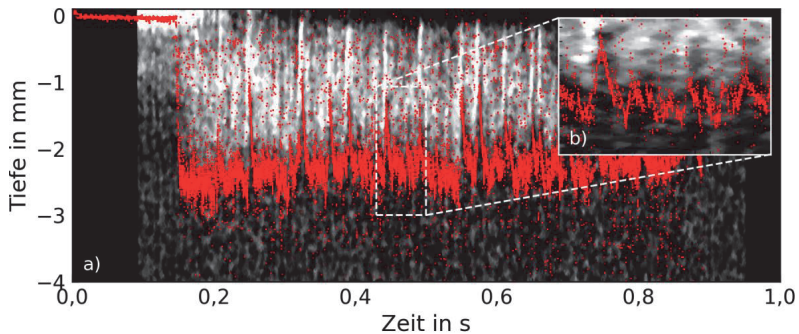


Bild 3.15: Tiefenschnitt (Graubild im Hintergrund) mit überlagerter IDM-Tiefenmessung (rote Punkte) als Funktion der Zeit. Prozessparameter: Konfiguration A ($300\ \mu\text{m}$ Fokusbereich bei 2:1), Cu-DHP, $P = 4\ \text{kW}$, $v = 4\ \text{m/min}$, $\alpha = 10^\circ$ (stehend).

Die Ergebnisse der Tiefenmessungen der Schweißungen der Kupferlegierungen Messing CuZn30 (Bild 3.16 a)) und Bronze CuSn6 (Bild 3.17 a)) zeigen ein sehr ähnliches Bild. Die Übereinstimmung von sichtbarer Kapillartiefe im Tiefenschnitt (Übergang helle Pixel zu dunkle Pixel) und mittels IDM gemessener Tiefe (Anhäufung von Messpunkten) ist besonders gut. Die mittels IDM gemessene Tiefe folgt dem Verlauf des hellen Bereichs aus dem Tiefenschnitt der Röntgenvideos mit sehr geringer Abweichung. Weiterhin ist zu erkennen, dass lediglich ein geringer Anteil an Messpunkten (<5%) sich außerhalb (oberhalb oder unterhalb) der vermeintlichen Kapillartiefe (Anhäufung von Messpunkten innerhalb eines Bandes) befindet.

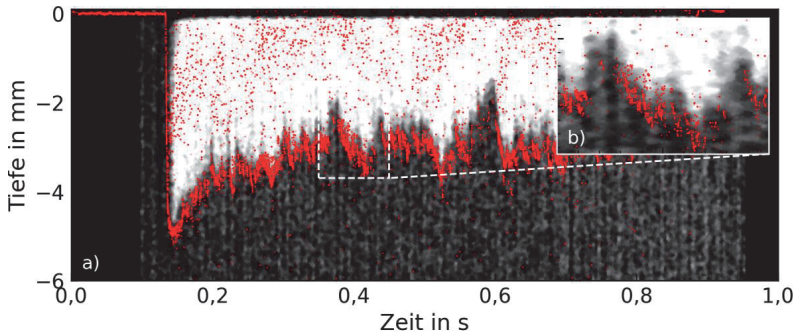


Bild 3.16: Tiefenschnitt (Graubild im Hintergrund) mit überlagerter IDM-Tiefenmessung (rote Punkte) als Funktion der Zeit. Prozessparameter: Konfiguration A (300 μm Fokusbereich bei 2:1), Messing (CuZn30), $P = 4 \text{ kW}$ $v = 4 \text{ m/min}$, $\alpha = 10^\circ$ (stechend).

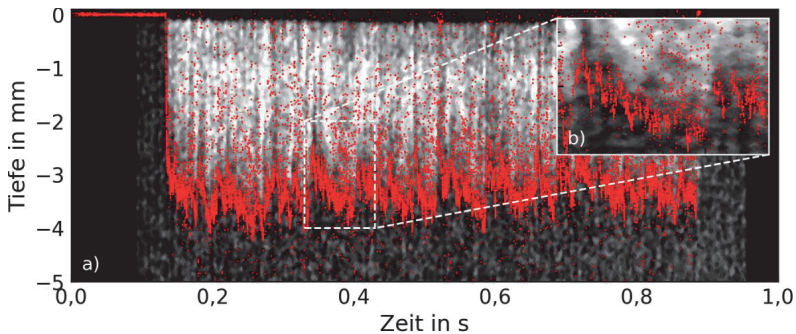


Bild 3.17: Tiefenschnitt (Graubild im Hintergrund) mit überlagerter IDM-Tiefenmessung (rote Punkte) als Funktion der Zeit. Prozessparameter: Konfiguration A (300 μm Fokusbereich bei 2:1), CuSn6 (Bronze), $P = 4 \text{ kW}$ $v = 4 \text{ m/min}$, $\alpha = 10^\circ$ (stechend).

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung von mittels IDM gemessener Tiefe und aus Röntgenbildern ermittelter Tiefe. Die Verteilung der gemessenen Tiefe ist je nach Material unterschiedlich ausgeprägt und gibt Auskunft über die Tiefe der Kapillare sowie deren Stabilität.

Anschaulich kann die Verteilung der Messpunkte durch ein Histogramm über die gemessenen Tiefen dargestellt werden. Dabei wurden die gemessenen Tiefen in Intervallen von 0,1 mm zusammengefasst. Bild 3.18 zeigt die Anzahl der gemessenen Tiefen pro Tiefenintervall für die gezeigten Tiefenverläufe. Es wird deutlich, dass jede Verteilung ein ausgeprägtes Maximum besitzt, an der sich die Messwerte häufen. Wie bereits gezeigt, korreliert diese Anhäufung mit der Kapillartiefe. Je stärker dieses Maximum ausgeprägt ist, beispielsweise wie bei Cu-DHP, M30 und CuSn6, desto besser lässt sich daraus die Kapillartiefe bestimmen, was sich auch gut in den dazu gehörenden Bildern (Bild 3.15, Bild 3.16 und Bild 3.17) zeigt. Im Gegensatz dazu ist die Verteilung der Messpunkte bei Aluminium sehr breit und das Maximum ist nicht so deutlich ausgebildet. Wie in Bild 3.14 ersichtlich, befinden sich viele der gemessenen Punkte oberhalb der eigentlichen Kapillartiefe.

Unterhalb des Maximums der Verteilung, zum Beispiel unter -8 mm werden bei allen Materialien ähnlich viele Messwerte pro Tiefenintervall aufgenommen.

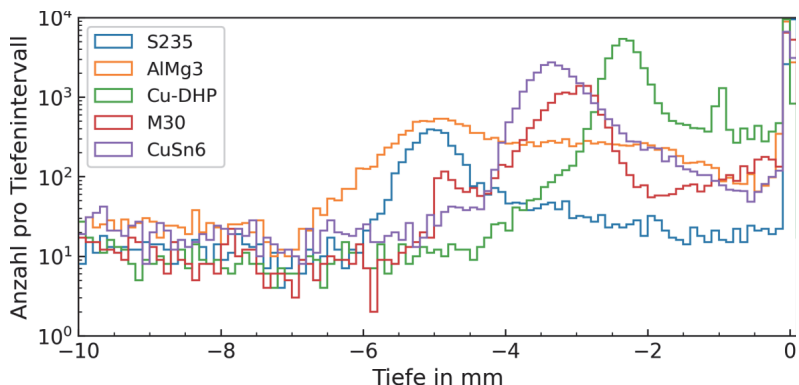


Bild 3.18: Verteilung der gemessenen Tiefen pro 0,1 mm Tiefenintervall, Konfiguration A (300 μm Fokusdurchmesser bei 2:1), $P = 4 \text{ kW}$, $v = 4 \text{ m/min}$, $\alpha = 10^\circ$ (stechend).

Im Kapitel 4 wird die Verteilung der gemessenen Tiefen thematisiert und eine Methode vorgestellt, aus dieser Verteilung die Punkte zu extrahieren, die am besten mit der aus der Kapillartiefe resultierende Nahttiefe übereinstimmen.

3.3 Schlussfolgerung zur Kapillartiefenmessung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass mittels optischer Pfadlängenmessung die Kapillartiefe bestimmt werden kann. Dazu wurden zunächst die optischen und geometrischen Gegebenheiten beim Laserstrahlschweißen mit Hilfe von Raytracing anhand von Modellgeometrien und realen Geometrien berechnet. Anschließend wurden die Erkenntnisse aus diesen theoretischen Überlegungen anhand von Vergleichen von Röntgenaufnahmen und Tiefenmessung verifiziert.

Die Genauigkeit der optischen Pfadlängenmessung ist nicht nur von der Auflösung des Messgeräts abhängig, sondern wird auch durch die Gegebenheiten beim Laserstrahlschweißen beeinflusst. So durchläuft der Messstrahl nach der Abspaltung vom Referenzstrahl Zonen mit verschiedenen Brechungsindizes, welche sich durch die Erwärmung beim Laserstrahlschweißen verändern können. Dies kann in einem beispielhaften Aufbau mit einer geometrischen Pfadlänge im Messarm von 300 mm zu einem Fehler von ca. 28 μm führen, was bei einer Kapillartiefe von 5 mm einem Fehler von weniger als 1 % entsprechen würde.

Ein weiterer Fehler kann durch die vergrößerte oder verkleinerte geometrische Pfadlänge entstehen, da der Messstrahl unter Umständen mehrfach reflektiert wird, bevor er die Kapillare wieder verlässt oder oberhalb des tiefsten Punktes der Kapillare reflektiert wird. Die geometrische Pfadlänge, welche bei einfachen Modellgeometrien ermittelt wurde, unterscheidet sich um weniger als 1 % von der erwarteten Pfadlänge. Bei realen Kapillargeometrien weicht die ermittelte Tiefe der Kapillare in 90 % (Eisen-Kapillare) beziehungsweise 69 % (Aluminium-Kapillare) der Messungen um weniger als 5 % von der aus Röntgenbildern ermittelten Kapillartiefe ab.

Der Vergleich von mittels IDM gemessener Tiefe und aus Röntgenbildern ermittelter Kapillartiefe hat abschließend gezeigt, dass mit dem IDM die Tiefe der Kapillare gemessen werden kann. Insbesondere die Tiefenbereiche, die am häufigsten gemessen werden, stimmen am besten mit der Kapillartiefe überein.

Der erste Teil der Arbeitshypothese „Mittels optischer Pfadlängenmessung kann die Kapillartiefe [...] bestimmt werden“ konnte somit bestätigt werden.

4 Methode zur Bestimmung der Nahttiefe aus der gemessenen Kapillartiefe

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie mittels Signalverarbeitung aus dem Tiefensignal des OCT-Messgeräts (hier ein IDM) die Nahttiefe ermittelt werden kann. Somit wird der zweite Teil der aufgestellten Arbeitshypothese „Mittels optischer Pfadlängenmessung kann die Kapillartiefe und daraus die Nahttiefe bestimmt und geregelt werden.“ bestätigt. Dazu werden die Messergebnisse der Kapillartiefen zunächst in ein Rausch- und ein Nutzsignal unterteilt und anschließend mittels einer geeigneten Filterung, einem sogenannten Perzentil-Filter, die Nahttiefe bestimmt.

Ein typischer Signalverlauf einer Tiefenmessung während einer Schweißung, der mittels IDM gemessen wurde, ist in Bild 4.1 dargestellt. Die schwarzen Punkte stellen dabei einzelne Tiefenmessungen dar. Geschweißt wurde mit Konfiguration A (300 μm Fokusedurchmesser bei 2:1), das Probenmaterial ist ein Baustahl (S235), $P = 2 \text{ kW}$, $z_0 = 3 \text{ mm}$, $v = 6 \text{ m/min}$ und $\alpha = 10^\circ$ (stechend). Das hier präsentierte Messergebnis einer Tiefenmessung dient im Folgenden als Referenzmessung und wird als Beispiel A bezeichnet.

Die Messung der Tiefe mittels IDM wurde im vorliegenden Fall zeitlich vor der eigentlichen Schweißung gestartet. Aus diesem Grund erkennt man im Messsignal zwischen Zeitpunkt $t = 0$ s (Start der Tiefenmessung) und $t = 0,1$ s (Start der Schweißung, Laserleistung = 100%) einen horizontalen Verlauf der Messwerte bei 0 mm Tiefe. Dies entspricht der Messung der Probenoberfläche, welche gleichzeitig die Tiefenreferenz (0 mm) darstellt. Bei $t = 0,1$ s wurde die Laserleistung von 0 kW auf 2 kW erhöht und eine Kapillare bildete sich aus. Ab diesem Zeitpunkt ist eine deutliche Anhäufung der Messwerte im Bereich von ca. -1,8 mm bis -2,2 mm zu erkennen. Der Schweißprozess endete zum Zeitpunkt $t = 0,6$ s, was gleichzeitig ein Schließen der Kapillare zur Folge hatte wodurch ab diesem Zeitpunkt die Messwerte schlagartig erneut auf 0,0 mm Tiefe zurückfielen. Dies entsprach erneut der Messung der Bauteiloberfläche.

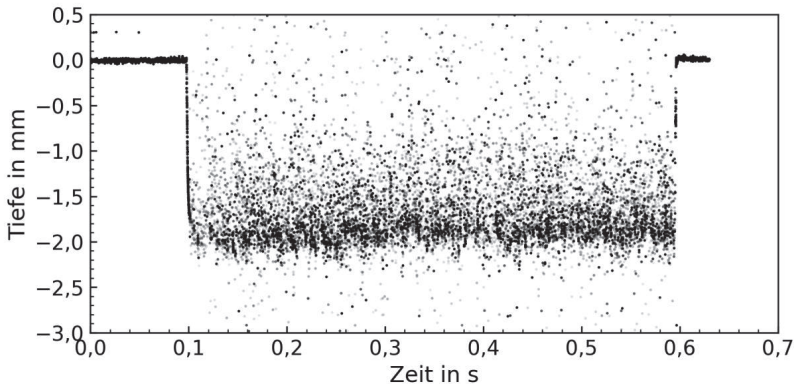


Bild 4.1: Beispiel A. IDM-Tiefenmessung über der Zeit. Prozessparameter: S235, $P = 2$ kW, $z_0 = 3$ mm, $v = 6$ m/min, $\alpha = 10^\circ$ (stechend), Konfiguration A.

Der Vergleich der IDM-Tiefenmessung mit dem Längsschliff der Naht ist in Bild 4.2 abgebildet. Dabei sind die Tiefenmessungen als schwarze Punkte und die Nahttiefe, die aus dem Längsschliff bestimmt wurde, als blaue Linie dargestellt. Anhand der Überlagerung der schwarzen Messpunkte des IDM und der Tiefe aus dem Längsschliff (blaue Linie) zeigt sich, dass die Vermessung der Probenoberfläche mit dem IDM sehr gut mit der tatsächlichen Probenoberfläche übereinstimmt. Während des Schweißprozesses ($0,1 \text{ s} < t < 0,6 \text{ s}$) zeigen sich jedoch Differenzen zwischen Tiefenmessung (schwarz) und tatsächlicher Nahttiefe (blau).

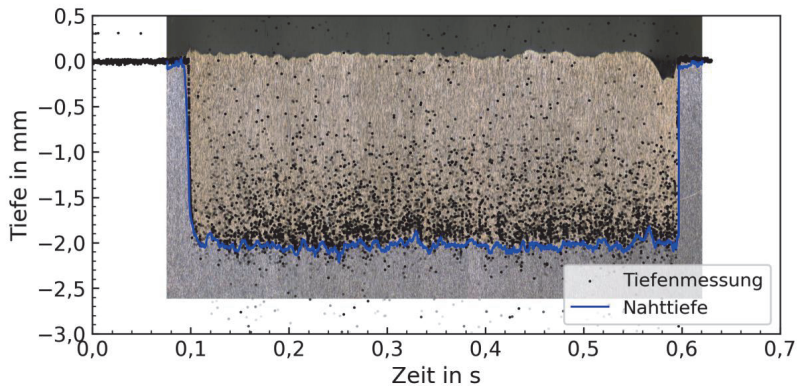


Bild 4.2: IDM-Tiefenmessung über der Zeit. Prozessparameter: S235, $P = 2 \text{ kW}$, $z_0 = 3 \text{ mm}$, $v = 6 \text{ m/min}$, $\alpha = 10^\circ$ (stechend), Konfiguration A ($300 \text{ }\mu\text{m}$ Fokussdurchmesser bei 2:1). Vergleich des Längsschliffs der Schweißnaht (Bild im Hintergrund) mit der IDM-Tiefenmessung (schwarze Punkte) aus Beispiel A. Die blaue Linie hebt die aus dem Längsschliff ermittelte Nahttiefe hervor.

Die meisten Messpunkte (ca. 75 %) liegen über und nur ein kleiner Teil (ca. 25 %) unterhalb der Nahttiefe. Da es unwahrscheinlich ist, dass die Kapillare tiefer als die resultierende Nahttiefe war, werden die Punkte unterhalb der blauen Linie als Messartefakte angesehen und werden später näher diskutiert.

Anhand des vorgestellten Beispiels wird deutlich, dass nicht alle gemessenen Tiefen mit der späteren Nahttiefe korrelieren. Es werden spezielle Methoden und Hilfsmittel benötigt, um aus den generierten Messpunkten die Nahttiefe zu extrahieren. Diese Methoden werden im Folgenden vorgestellt.

4.1 Analyse des IDM-Tiefensignals

Wie im vorigen Abschnitt diskutiert, unterliegt das Messsignal des IDM unterschiedlichsten Störeinflüssen, die zu einer Streuung der Messergebnisse führen. Das Messsignal des IDM liefert dabei Messwerte, welche einen geringeren Wert im Vergleich zur tatsächlichen Tiefe liefern, sowie vereinzelt Messwerte, welche einen zu großen Wert der Tiefe zurückgeben. Die Messwerte unterliegen dabei systematischen Messfehlern vom Messgerät an sich und Messfehlern, welche auf dem sehr dynamischen Verhalten der Kapillare zurückzuführen sind. Um dennoch aus dem Messsignal die tatsächliche Tiefe zu extrahieren, gibt es verschiedene Ansätze, die gemessenen Daten zu verarbeiten. Wie schon in [64] gezeigt und in [65, 66] bestätigt, wird ein statistischer Ansatz unter Einsatz eines gleitenden Perzentil-Filters empfohlen, um die Nahttiefe aus dem IDM Signal zu bestimmen.

Die Parameter des Perzentil-Filters sind dabei jedoch oftmals von den Prozessparametern abhängig und müssen angepasst werden, um gute Ergebnisse zu erzielen. Dabei beeinflussen die Signalverteilung und der Anteil des Rauschens das Endergebnis. Im Folgenden wird eine Methode vorgestellt, die in einem ersten Schritt das Rauschen größtenteils eliminiert und anschließend in einem zweiten Schritt die Nahttiefe mittels eines Perzentil-Filters bestimmt.

4.1.1 Einteilung des Tiefensignals in charakteristische Bereiche

Das Messsignal wird zunächst in drei charakteristische Bereiche unterteilt (Bild 4.3, Messwerte aus Beispiel A), welche im Folgenden erläutert werden.

In Bild 4.3 ist die Tiefenmessung aus Beispiel A aufgetragen. Es lassen sich drei charakteristische Bereiche ausmachen. Messpunkte in Bereich S sind mit großer Wahrscheinlichkeit Messungen der Probenoberfläche. Dies kann auch während einer Schweißung vorkommen, wenn der Messfleck des IDM nicht optimal justiert wurde oder sich die Kapillare kurzzeitig schließt. In Bereich C befinden sich alle Messpunkte, die aus der Kapillare stammen können und im Bereich N befinden sich Messpunkte mit Tiefenwerten die größer sind als die Nahttiefe.

Es erscheint unwahrscheinlich, dass eine Messtiefe von -10 mm bei einer mittels Schliff ermittelte Nahttiefe von -2 mm möglich ist, weshalb die Messwerte im Bereich N auf Messartefakte zurückzuführen sind und somit als Rauschen im Signal betrachtet werden.

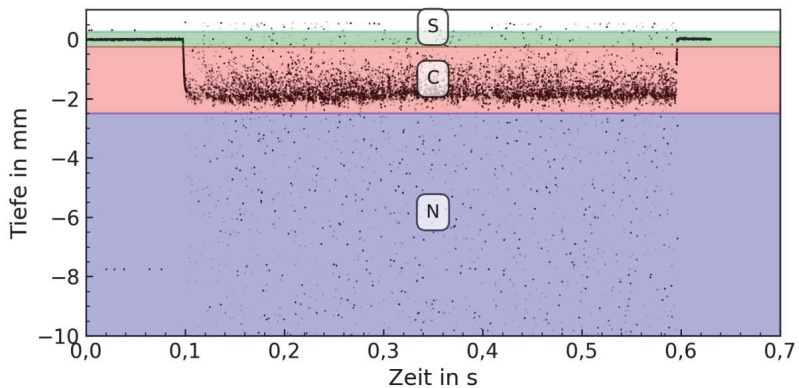


Bild 4.3: Drei Bereiche der Tiefenmessung: S sind Messpunkte der Oberfläche, C Messpunkte, die aus der Kapillare kommen könnten und N Messpunkte, die Rauschen sein müssen. (Beispiel A)

Aus diesem Grund wird das Signal in ein Nutzsignal (S und C) sowie einen Rauschanteil N zerlegt.

4.1.1.1 Einteilung mittels Punktdichte

Im Folgenden werden zwei Methoden vorgestellt, um die Tiefenmessung in zwei Teilbereiche einzuteilen: einen Bereich der nur Rauschen (N) und einen der das Nutzsignal (S, C) enthält. Bild 4.4 zeigt das Histogramm der Tiefenmessung von Beispiel A. Auf der Abszisse ist die gemessene Tiefe und auf der Ordinate die Anzahl Messpunkte (normiert auf 1) innerhalb eines Tiefenintervalls aufgetragen. Ein Tiefenintervall beträgt dabei 1/100 des vollen Tiefenbereichs, also hier ca. 0,1 mm.

Im Bereich N ist die Anzahl Messpunkte je Tiefenintervall am geringsten und steigt ab einem Wert von ca. -2,25 mm im Bereich C stark an. Die Messpunkte im Bereich der Oberfläche erzeugen im Histogramm bei 0 mm einen starken Ausschlag. Um das eigentliche Tiefensignal zu extrahieren, kann mit einem Schwellwert der Häufigkeit das Rauschen eliminiert werden.

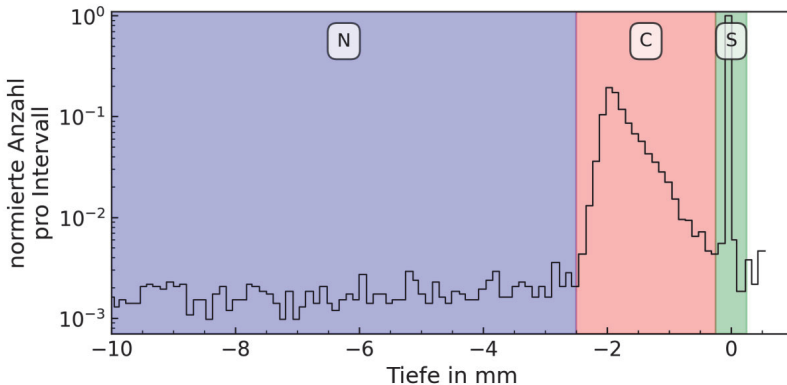


Bild 4.4: Histogramm der mittels IDM gemessenen Tiefen von Beispiel A. Die Bereiche N, C und S sind markiert.

Bild 4.5 zeigt die Anzahl der Messpunkte (Farbe der Punkte) in der Nachbarschaft jedes Messpunkts als Funktion von Zeit (Abszisse) und Tiefe (Ordinate). Dazu werden in Intervallen mit einer Länge von $\Delta t = 5$ ms und einer Tiefe von $\Delta D = 100$ μ m um jeden Messpunkt alle Punkte gezählt und diesem Messpunkt zugeordnet. Je höher diese Anzahl ist, desto mehr Nachbarn hat dieser Messpunkt. Da die Messpunkte unterhalb der vermeintlichen Kapillartiefe weniger dicht beisammen liegen, ist dort die Anzahl pro Intervall sehr niedrig. Somit kann durch setzen eines Schwellwerts auf diese Anzahl (in Bild 4.5 beispielsweise 1) ein großer Anteil der unter der Kapillartiefe liegenden Messpunkte entfernt werden. Dieser Schwellwert ist jedoch stark von den Prozessparametern abhängig und lässt sich somit nicht allgemeingültig ermitteln.

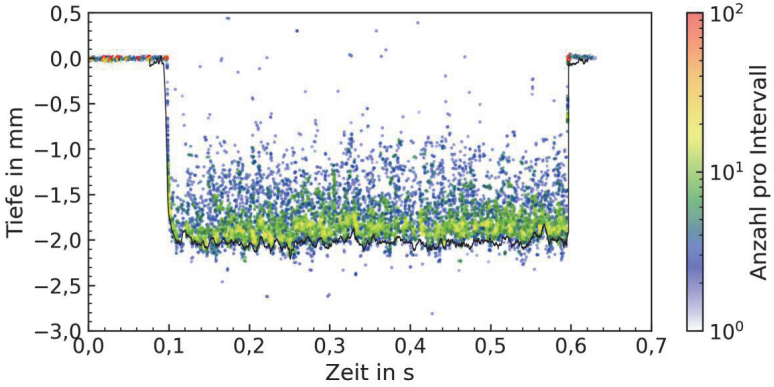


Bild 4.5: Anzahl Messpunkte pro Intervall ($\Delta t = 5$ ms, $\Delta D = 100$ μ m) zu jedem Messpunkt als Funktion von Zeit und Tiefe. In Schwarz die Nahttiefe als Referenz. (Beispiel A)

4.1.1.2 Einteilung mittels Rauschwahrscheinlichkeit

Die zweite Methode, um das Messsignal in einen nutzbaren Anteil und einen Rausch-Anteil einzuteilen, ist die Einteilung der gemessenen Tiefen mittels der sogenannten Rauschwahrscheinlichkeit.

Es wird angenommen, dass die Wahrscheinlichkeit, dass κ Messpunkte in einem Intervall der Zeit Δt_{poi} und der Tiefe ΔD_{poi} liegen, durch die Poisson-Verteilung [67, 68]

$$Poi(\kappa, \mu(\Delta t_{poi}, \Delta D_{poi})) = e^{-\mu(\Delta t_{poi}, \Delta D_{poi})} \cdot \frac{\mu(\Delta t_{poi}, \Delta D_{poi})^\kappa}{\kappa!}. \quad (4.1)$$

mit dem Erwartungswert $\mu(\Delta t_{poi}, \Delta D_{poi})$ modelliert werden kann [69].

In Bild 4.6 ist mit der gestrichelten roten Linie ein Intervall gekennzeichnet, in dem nur das beschriebene Rauschen auftritt. Dieses Intervall reicht ca. von 0,12 s bis 0,58 s und von -10 mm bis -3 mm und beinhaltet 991 Messpunkte. Dadurch ergibt sich eine Häufigkeit der Messungen in diesem als Rauschen bezeichneten Bereich von $\mu_N = 307,76 \frac{\text{Messergebnisse}}{\text{mm} \cdot \text{s}}$.

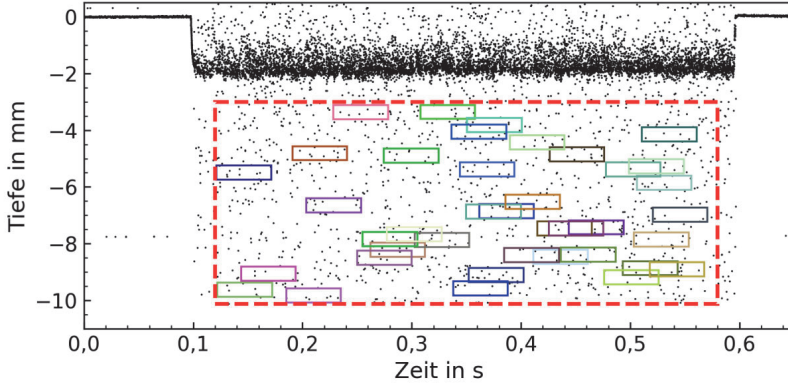


Bild 4.6: In Rot ist ein Intervall gekennzeichnet, das nur Rauschen enthält. Die kleinen bunten Rechtecke zeigen 40 von 3000 kleineren Intervallen, in denen die Punktzahl ermittelt wurde. Beispiel A, Prozessparameter siehe Bild 4.1.

Für kleinere Intervalle Δt_{poi} (Zeit) \times ΔD_{poi} (Tiefe) lässt sich der Erwartungswert aus μ_N ermitteln

$$\mu(\Delta t_{poi}, \Delta D_{poi}) = \mu_N \cdot \Delta t_{poi} \cdot \Delta D_{poi}. \quad (4.2)$$

Für Intervalle der Größe 50 ms \times 0,5 mm, wie beispielhaft in Bild 4.6 durch die bunten zufällig innerhalb des roten Rahmens angeordneten kleinen Rechtecke dargestellt, beträgt der Erwartungswert $\mu(0,05 \text{ s}, 0,5 \text{ mm}) = 7.69$. Bild 4.7 zeigt die Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte Anzahl an Messpunkten pro Intervall anzutreffen. In orange ist die theoretische Verteilung auf Grundlage der Poisson-Verteilung (siehe Gleichung (4.1)) und in blau sind die gezählten Punkte in den zuvor erwähnten 3000 Intervallen der Größe 50 ms \times 0,5 mm geteilt durch die Anzahl der Intervalle dargestellt.

Die Übereinstimmung zwischen berechneter und aus den Messpunkten ermittelter Verteilung zeigt, dass die Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte Anzahl pro Intervall in der Region N anzutreffen, gut durch die Poisson-Verteilung beschrieben werden kann.

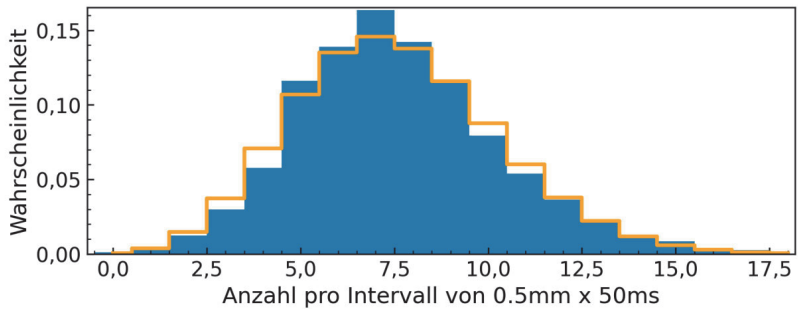


Bild 4.7: Wahrscheinlichkeit, dass eine bestimmte Anzahl an Messpunkten in einem Intervall der Größe 50 ms x 0,5 mm liegen. In Blau ist die gemessene Wahrscheinlichkeit und in Orange die aus Gleichung (4.1) bestimmte Verteilung für $\mu(0,05 \text{ s}, 0,5 \text{ mm}) = 7,69$ gezeigt.

Verkleinert man das Intervall auf 5 ms x 0,2 mm ergibt sich die in Bild 4.8 gezeigte Verteilung für den Bereich N („Rauschen“), welche in Blau dargestellt ist. Die orange Linie zeigt die Poisson-Verteilung für einen Erwartungswert von $\mu(0,005 \text{ s}, 0,2 \text{ mm}) = 0,3$, welche gut damit übereinstimmt. Des Weiteren ist in diesem Diagramm die Wahrscheinlichkeit eine bestimmte Anzahl Messpunkte im Bereich C („Nutzsignal“) anzutreffen in Grün aufgetragen. Es zeigt sich deutlich, dass sich das Nutzsignal in seiner Verteilung stark vom Rauschen unterscheidet. Im Folgenden wird gezeigt, wie dieser Unterschied quantifizierbar gemacht werden kann.

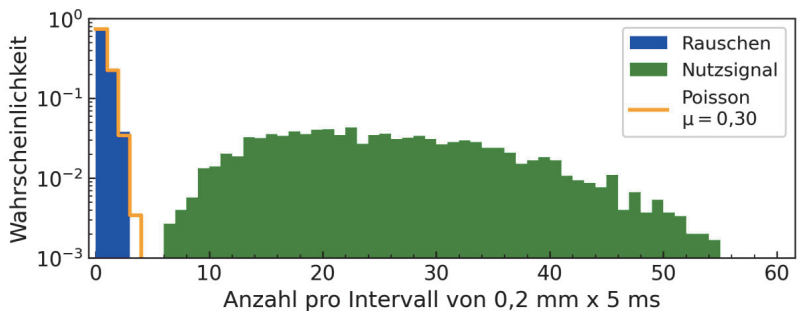


Bild 4.8: Wahrscheinlichkeit, dass im Bereich N (blau) und im Bereich C (grün) eine bestimmte Anzahl an Messpunkten in einem Intervall von 5 ms x 0,2 mm liegen. Die Poisson-Verteilung ist für einen Erwartungswert von $\mu(0,005 \text{ s}, 0,2 \text{ mm}) = 0,3$ in Orange eingezeichnet. (Beispiel A)

Um nun festzustellen, ob ein Intervall $\Delta t \times \Delta D$ dem Rauschen oder dem Nutzsignal zuzuordnen ist, wird die Rauschwahrscheinlichkeit

$$N_p(\kappa, \mu(\Delta t_{poi}, \Delta D_{poi})) = \frac{Poi(\kappa, \mu(\Delta t_{poi}, \Delta D_{poi}))}{\max_{\kappa} (Poi(\kappa, \mu(\Delta t_{poi}, \Delta D_{poi})))} \quad (4.3)$$

definiert. Die Rauschwahrscheinlichkeit geht gegen Null, wenn die Anzahl Messpunkte pro Intervall vom Erwartungswert des Rauschens abweicht und steigt auf Eins an, wenn das Intervall nur Rauschen enthält.

Bei der Verarbeitung der gemessenen Tiefen des IDM, wird die Rauschwahrscheinlichkeit für viele, schachbrettartig über der Tiefenmessung verteilte, Intervalle der Größe $\Delta t_{poi} \times \Delta D_{poi}$ bestimmt.

Bild 4.9 zeigt die Rauschwahrscheinlichkeit $N_p(\kappa, \mu(\Delta t_{poi}, \Delta D_{poi}))$ für die aus Beispiel A gewonnenen Daten. Das Intervall erstreckt sich dabei über die gesamte Schweißzeit von 0,2 s bis 0,6 s und die Höhe pro Intervall beträgt $\Delta D_{poi} = 0,107$ mm. Mit der Rauschdichte im Beispiel A von $307,76 \text{ mm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (s.o.) berechnet sich der Erwartungswert zu $\mu(0,4 \text{ s}, 0,107 \text{ mm}) = 13,17$.

Wie erwartet ist die Rauschwahrscheinlichkeit im Bereich N am höchsten und beträgt fast Eins, was darauf hindeutet, dass in diesem Bereich die Messwerte lediglich Rauschen sind und somit nicht zu der eigentlichen Tiefenmessung beitragen. Im Bereich C nimmt diese Wahrscheinlichkeit ab und sinkt auf nahezu null, da hier κ wesentlich größer ist als $\mu(\Delta t_{poi}, \Delta D_{poi})$. Ein weiterer Einbruch zeigt sich im Bereich S der Oberfläche, da hier wieder $\kappa \gg \mu(\Delta t_{poi}, \Delta D_{poi})$ ist.

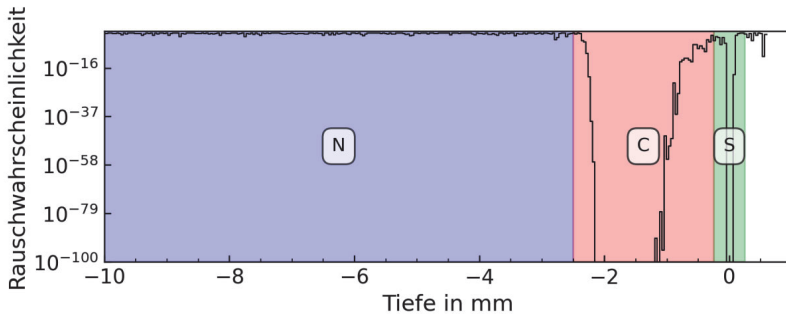


Bild 4.9: Wahrscheinlichkeit, dass ein bestimmter Tiefen-Messwert zum Rauschen gehört. Beispiel A, 100 Intervalle und Erwartungswert $\mu(0,4 \text{ s}, 0,107 \text{ mm}) = 13,17$.

Bild 4.10 zeigt die Rauschwahrscheinlichkeit als Funktion von Zeit und Ort. Dabei wurde die Rauschwahrscheinlichkeit für gleitende Zeitfenster von 5 ms und 100 Tiefenintervalle berechnet. Die Punkte, die am nächsten zur Nahttiefe (schwarze Linie) liegen, haben hier die geringste Rauschwahrscheinlichkeit von weniger als 10^{-20} .

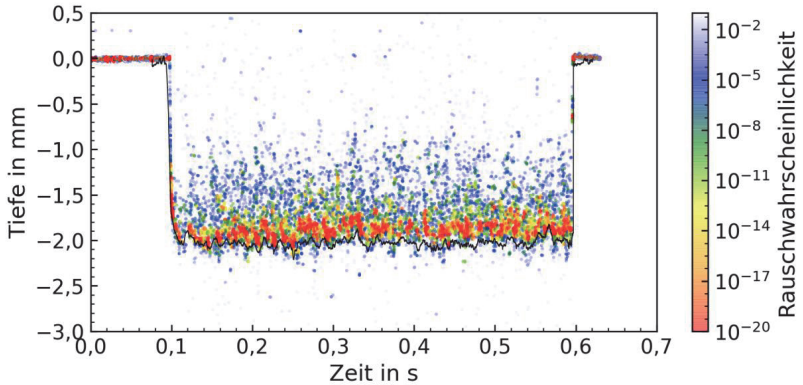


Bild 4.10: Wahrscheinlichkeit nach Gleichung (4.3), dass ein Messpunkt zum Rauschen gehört. Dabei bedeutet eine rote Farbe eine geringe Rauschwahrscheinlichkeit und blau bis weiß eine hohe Rauschwahrscheinlichkeit. Beispiel A, Erwartungswert $\mu(0,05 \text{ s}, 0,107 \text{ mm}) = 1,65$. In Schwarz die Nahttiefe als Referenz.

Die Wahl eines geeigneten Schwellwerts $N_{p,th}$ erlaubt es, das Rauschsignal mit $N_p(\kappa, \mu) \geq N_{p,th}$ vom Nutzsignal mit $N_p(\kappa, \mu) < N_{p,th}$ zu trennen. Aus Experimenten mit verschiedensten Materialien (Eisen, Aluminium, Kupfer) und unterschiedlichen Prozessparametern konnte ein Schwellwert von 10^{-5} ermittelt werden, der für alle betrachteten Messungen geeignet war.

Bild 4.11 zeigt die Messpunkte, die eine Rauschwahrscheinlichkeit von weniger als 10^5 (Schwellwert) haben als rote Punkte, das Rauschen in schwarz, sowie die Nahttiefe in blau. Das linke Bild zeigt wieder Beispiel A, das rechte Bild zeigt die Tiefenmessung und Einteilung, die aus einem Schweißprozess in Aluminium (AlMg3), mit $P = 4 \text{ kW}$ und $v = 4 \text{ m/min}$ stammt. In beiden gezeigten Fällen werden nahezu alle Messpunkte mit einer Tiefe größer als der echten Einschweißtiefe dem Rauschen zugeordnet.

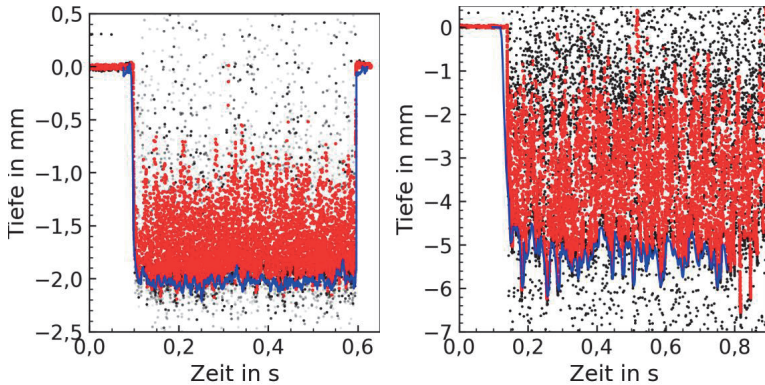


Bild 4.11: Einteilung in Nutzsignal (rot) und Rauschsignal (schwarz). Als Referenz ist die Nahttiefe in blau dargestellt, welche aus dem Längsschliff ermittelt wurde. Links: Beispiel A, Rechts: AlMg3, $P = 4 \text{ kW}$, $v = 4 \text{ m/min}$, 10° stechend, Konfiguration A.

Somit eignet sich die Einteilung mittels Rauschwahrscheinlichkeit besser als die Methode, welche zu Beginn des Abschnitts 4.1.1.1 vorgestellt wurde, um die Messwerte in Rauschsignal (Bereich N) und Nutzsignal (Bereiche C und S) einzuteilen, da zum einen die Rauschdichte bei jeder Messung einfach ermittelt werden kann und zum anderen der empirisch ermittelte Schwellwert stets 10^{-5} beträgt.

Für die in diesem Kapitel gezeigten Ergebnisse wurde nur das Nutzsignal für die weitere Verarbeitung zur Ermittlung der Nahttiefe verwendet.

4.1.2 Bestimmung der Nahttiefe

Um aus den einzelnen Datenpunkten des Nutzsignals die Nahttiefe zu ermitteln, muss aufgrund der relativ großen Streuung der Rohdaten zusätzlich ein geeigneter Filter auf die gemessenen Daten angewendet werden. Dazu wird in dieser Arbeit ein gleitender

Perzentil-Filter auf die gemessenen Tiefen angewendet, da dieser eine Tiefe ermittelt, welche in guter Übereinstimmung mit der Nahttiefe steht [65, 66].

Dabei wird der Filter gleitend auf ein zum aktuell betrachteten Zeitpunkt zentriertes, nicht gewichtetes, Zeitfenster angewendet. Um jeden diskreten Messzeitpunkt t_i herum werden die Messpunkte im Intervall

$$\mathbf{T}_i = \left[t_i - \frac{\tau}{2}, t_i - \frac{\tau}{2} + \Delta t, \dots, t_i + \frac{\tau}{2} \right] \quad (4.4)$$

verwendet. Dabei ist τ die Fensterlänge, $\Delta t = 1/f_{IDM}$ die Zeit zwischen zwei Tiefenmessungen wobei f_{IDM} der Messrate des IDM Systems ist. Die gefilterte Tiefe

$$D(t_i)_p = F_p[D(t), t \in \mathbf{T}_i] \quad (4.5)$$

wird mittels eines Perzentil-Filters F_p [60] aus den Tiefen $D(t_i)$ aus der Menge \mathbf{T}_i ermittelt. Die daraus resultierende, gefilterte Tiefe $D(t_i)_p$ ist größer als p Prozent der anderen in dieser Menge enthaltenen Tiefenwerte.

Beispielhaft sind in Bild 4.12 die gefilterten Tiefen von Beispiel A für $p = 50 \%$, $p = 25 \%$ und $p = 3 \%$ gezeigt. Dabei wurde der Filter nur auf das Nutzsignal angewendet.

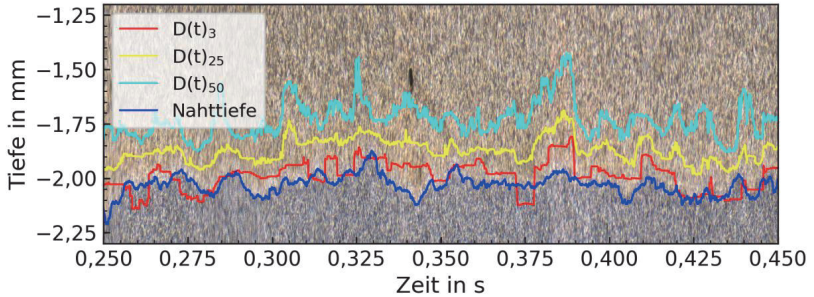


Bild 4.12: Gefilterte Tiefen aus Beispiel A mit verschiedenen Perzentilen: $D(t)_{50}$ mit $p = 50 \%$ in Türkis, $D(t)_{25}$ mit $p = 25 \%$ in Gelb und $D(t)_3$ mit $p = 3 \%$ in Rot. Als Referenz ist die Nahttiefe in Blau eingezeichnet. Die Länge des gleitenden Fensters war $\tau = 5$ ms.

In diesem Beispiel stimmen die Werte der 3 % Perzentile am besten zur aus dem Längsschliff ermittelten Nahttiefe überein. Die Werte der 50 % Perzentile weisen die größten Abweichungen gegenüber der gemessenen Nahttiefe auf. Da tendenziell mit kleiner werdender Perzentile die Abweichung zur echten Nahttiefe geringer wird, werden im Folgenden nur Perzentilen von 0 % bis 25 % betrachtet.

4.1.3 Geeignete Einstellungen der Perzentile und der Fensterlänge

Um die besten Einstellungen für Perzentile und Fensterlänge zu ermitteln, wurden die gemessenen Tiefen mit unterschiedlichen Werten gefiltert und mit den aus Längsschliffen ermittelten Nahttiefen verglichen. In einem ersten Schritt wird dazu die Differenz Δd wie in Bild 4.13 gezeigt für jeden Zeitpunkt ermittelt.

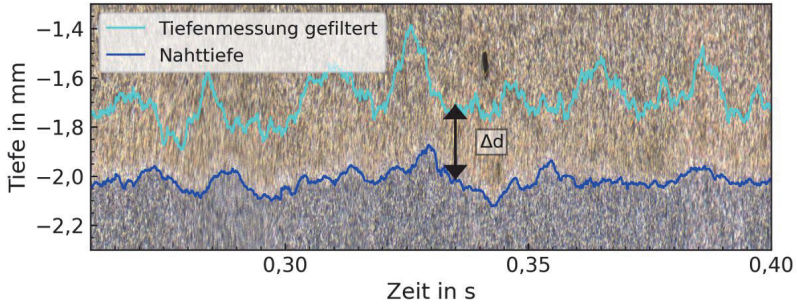


Bild 4.13: Die Differenz Δd von gefilterter Tiefenmessung und Nahttiefe.

In einem zweiten Schritt wird daraus der mittlere Fehler

$$\bar{E} = \frac{\sum_{i=0}^{AM} |\Delta d_i|}{AM \cdot \bar{D}_{Naht}}, \quad (4.6)$$

aus der Summe der Absolutwerte der Differenz Δd zwischen gefilterter Tiefenmessung und Nahttiefe berechnet, welche dann mit der Anzahl Messungen AM und der mittleren Nahttiefe \bar{D}_{Naht} normiert wird. Der mittlere Fehler \bar{E} beschreibt dabei die mittlere Abweichung eines jeden Messwertes relativ zur Einschweißtiefe an diesem Ort.

Bild 4.14 zeigt den mittleren Fehler als Funktion der Perzentile auf der Abszisse und der Fensterlänge auf der Ordinate, wobei grün dem kleinsten und rot dem größten Fehler entspricht. Der Fehler nimmt im gezeigten Wertebereich mit steigenden Perzentilen zu und mit steigender Fensterlänge ab. Die Bereiche mit 5 % beziehungsweise 3 % mittlerem Fehler sind mit gestrichelten Linien zusätzlich abgetrennt.

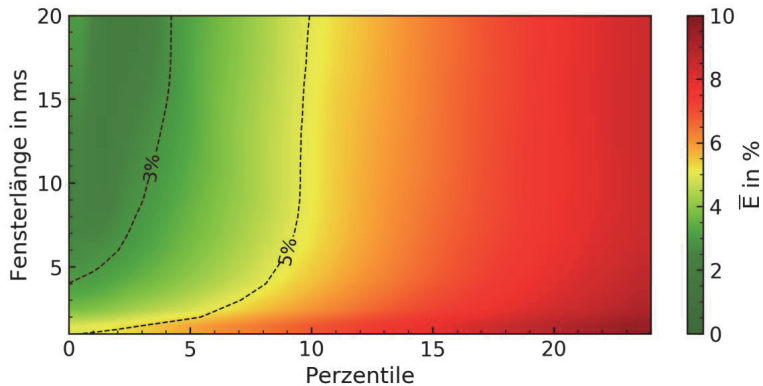


Bild 4.14: Abhängigkeit des mittleren Fehlers \bar{E} (farblich kodiert) von der Perzentile und der Fensterlänge. Hier gezeigt auf Grundlage der Daten von Beispiel A. Parameter des Rauschfilters: $\mu(0,005 \text{ s}, 0,107 \text{ mm}) = 0,16$, Schwellwert $N_{p,th} = 10^{-5}$.

Ein mittlerer Fehler von weniger als 5 % kann für Perzentilen unter 10 % und für Zeitfenster $> 3 \text{ ms}$ erreicht werden. Es ist empfehlenswert eine Perzentile zwischen 2 % und 5 % zu verwenden, da die Filterung mit einer 0 % Perzentile jeweils das Minimum im betrachteten Fenster als Nahttiefe ansehen würde. Sollte es noch Rauschen nach der Rauschfilterung geben, würde dies das Endergebnis stark verfälschen.

Um eine Abweichung von weniger als 5 % von Tiefenmessung zu echter Nahttiefe zu erreichen, wird im Folgenden die Perzentile auf 3 % festgesetzt und das Zeitfenster im Bereich von 5 ms bis 10 ms angepasst.

4.2 Experimentelle Validierung

Die vorgestellte Methode, bestehend aus der Einteilung in Rausch und Nutzsignal und anschließender Filterung des Letzteren mittels Perzentil-Filter, erlaubt bei gleichen Filterparametern, Messungen aus Prozessen mit verschiedenen Prozessparametern wiederholgenau auszuwerten. Dies wird im Folgenden Werkstoff- und Prozessparameterübergreifend an Schweißungen in Aluminium und Stahl gezeigt.

Bild 4.15 zeigt den mittleren Fehler als Funktion der Perzentile und der Fensterlänge (oben) sowie die resultierenden Tiefenverläufe überlagert im Längsschliff (blau und rot, unten) für Tiefenmessungen aus Schweißungen von Aluminium (AlMg3) bei $P = 4$ kW. Die linken Bilder zeigen jeweils die Ergebnisse bei einem Vorschub von $v = 4$ m/min, die Bilder rechts bei $v = 12$ m/min. Für den Tiefenverlauf wurde eine Fensterlänge von 7,5 ms und eine Perzentile von 3 % verwendet. Daraus ergibt sich ein mittlerer Fehler von weniger als 5 %.

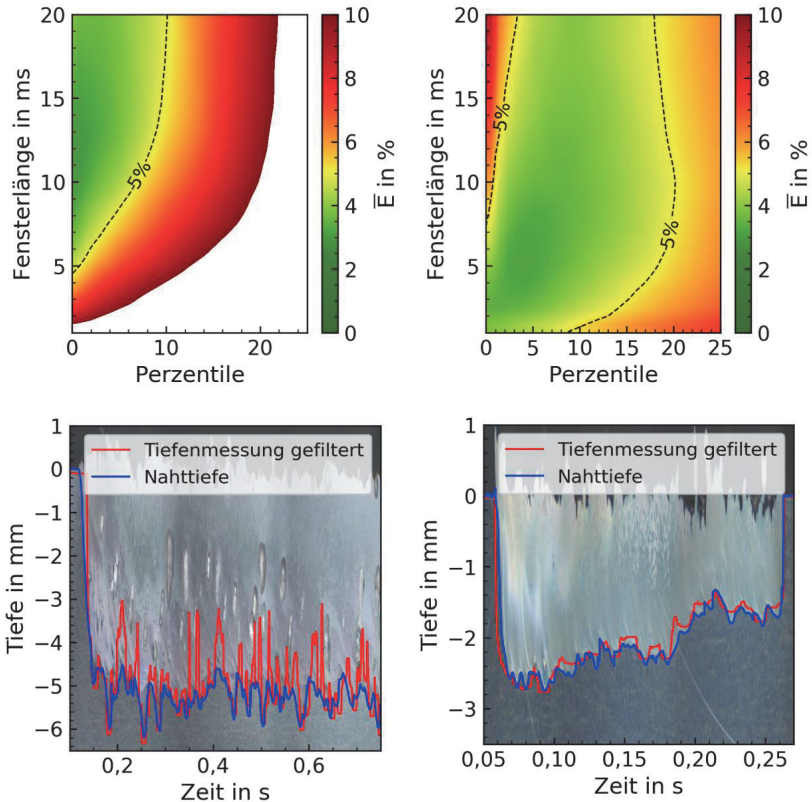


Bild 4.15: Oben: Normierter mittlerer Fehler \bar{E} . Unten: Tiefe, die aus der Tiefenmessung ermittelt wurde (rot) und Nahttiefe (blau), mit dem Längsschliff im Hintergrund; $P = 4$ kW, $v_{links} = 4$ m/min, $v_{rechts} = 12$ m/min, 10° stechend, Material AlMg3, Konfiguration A. Parameter des Rauschfilters: 100 Intervalle, Zeitfenster 5 ms, Schwellwert 10^{-5} , Parameter des Perzentil-Filters: 3 % Perzentile und Fensterlänge 7,5 ms.

Bild 4.15 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung ($\bar{E} < 5\%$) von gemessener zu gefilterter Tiefe. Selbst bei einer signifikanten Änderung der Prozessparameter ist eine Anpassung der Filterparameter nicht erforderlich. Neben der Übertragbarkeit der Filterparameter auf Tiefenmessungen aus Prozessen mit anderen Prozessparametern, ist auch die Reproduzierbarkeit von großem Interesse. Dafür wurden mehrere Tiefenmessungen mit gleichen Prozessparametern durchgeführt. Geschweißt wurde Stahl (S235) bei $P = 1,5\text{ kW}$, $v = 4\text{ m/min}$ unter Stickstoffatmosphäre. Bild 4.16 zeigt die gefilterte Tiefen in Rot (3 % Perzentile, Fensterlänge 5 ms) und die Nahttiefe in blau. Der mittlere Fehler von gefilterter Tiefenmessung zu Nahttiefe beträgt bei allen Beispielen weniger als 2,5 %. Dies zeigt, dass auch über mehrere Wiederholungen die gleichen Filterparameter zu einem vergleichbaren Ergebnis führen und somit die Nahttiefe mit hoher Genauigkeit aus den mittels IDM gemessenen Tiefen ermittelt werden kann.

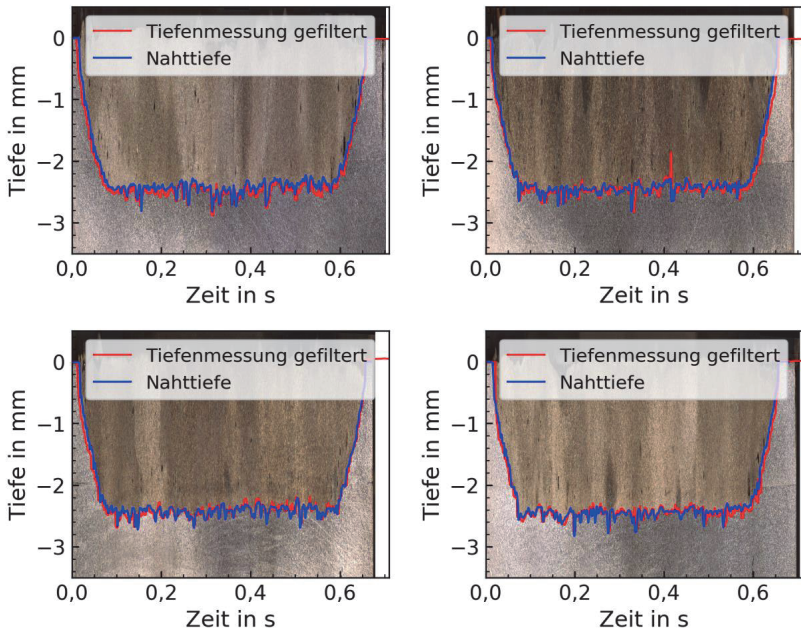


Bild 4.16: Vergleich der gefilterten Tiefenmessung (3 % Perzentil, 5 ms Fensterlänge) in Rot mit der Nahttiefe in blau, Längsschliff im Hintergrund. Vier Beispiele mit denselben Prozessparametern: S235, $P = 1,5\text{ kW}$, $v = 4\text{ m/min}$, Stickstoff als Schutzgas, Konfiguration B.

4.3 Schlussfolgerung zur Bestimmung der Nahttiefe

In den vorangegangenen Abschnitten konnte gezeigt werden, dass die Bestimmung der Nahttiefe mit dem IDM durch ein in dieser Arbeit entwickeltes zweistufiges Vorgehen eine sehr gute Übereinstimmung zur aus Längsschliffen gemessenen Nahttiefe liefert.

Das zweistufige Vorgehen besteht dabei aus einer Einteilung in Nutz- und Rauschsignal auf Basis einer Rauschwahrscheinlichkeit. Anschließend wird das verbleibende Nutzsignal mit einem gleitenden Perzentil-Filter gefiltert. In den gezeigten Anwendungsfällen liefert dieses Vorgehen Ergebnisse mit Abweichungen zwischen den aus IDM-Messungen bestimmten und mittels Längsschliffen bestimmten Tiefen von weniger als 5 %. Es hat sich gezeigt, dass durch die Einteilung mittels Rauschfilter die Perzentil-Filter-Parameter nicht oder nur geringfügig auf die der Prozessparameter angepasst werden müssen. Alle Prozesse können mit denselben oder geringfügig angepassten Filterparametern evaluiert werden.

Im Kapitel 3 konnte gezeigt werden, dass die gemessene Tiefe gut mit der echten Kapillartiefe übereinstimmt. In diesem Kapitel konnte, darauf aufbauend, gezeigt werden, dass aus der Tiefenmessung die Nahttiefe mit einer Abweichung von 2 % bis 5 % bestimmt werden kann. Zu dieser Abweichung tragen beispielsweise die in Abschnitt 3.1 aufgezeigten Modifikationen der optischen Pfadlänge bei. Diese beträgt im in Tabelle 3.4 gezeigten Rechenbeispiel ca. 28 μm . Auch der in [59] vermutete Schmelzfilm unter der Kapillare, mit einer Dicke von ca. 9 μm [20]⁷, wird vermutlich zur Differenz zwischen Messung der Kapillartiefe und Nahttiefe beitragen.

Somit konnte ein weiterer wesentlicher Baustein der zentralen Arbeitshypothese – die Bestimmung der Nahttiefe – bestätigt werden.

⁷ Bekannte Prozessparameter laut Veröffentlichung: Material: reines Aluminium (A1050) geschweißt mit einem Faserlaser bei 500 W und $\alpha = 10^\circ$. Der Strahldurchmesser auf der Probe betrug ca. 140 μm und war -1 mm defokussiert. Die Probe wurde mit einem Vorschub von 1 m/min bewegt. Die resultierende Kapillare war ca. 580 μm tief.

5 Regelung der Nahttiefe beim Laserstrahl-tiefschweißen

In den vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, dass es mittels OCT möglich ist, beim Laserstrahl-tiefschweißen die Einschweißtiefe während des Schweißprozesses zu ermitteln. Es liegt demnach nahe, zu prüfen, ob das Messsignal des OCT-Messgeräts auch für eine Regelung der Einschweißtiefe herangezogen werden kann.

Daher wird in diesem Kapitel die prinzipielle Eignung der OCT-basierten Tiefenmessung für eine Nahttiefenregelung mittels Anpassung der Laserleistung erörtert. Somit wird der bisher noch nicht behandelte Teil der Arbeitshypothese „Mittels optischer Pfadlängenmessung kann die Kapillartiefe und daraus die Nahttiefe bestimmt und geregelt werden.“ belegt werden.

Im Folgenden gezeigten Ergebnisse wurden mit dem geregelten Betrieb des IDM und der Konfiguration B (200 µm Fokusbereich bei 1:1) durchgeführt. Wie im vorangegangenen Abschnitt detailliert beschrieben wurde, werden die besten Ergebnisse hinsichtlich der Einschweißtiefenmessung mittels OCT mit einem auf die Messwerte angewendeten Perzentil-Filter erzielt. Aus diesem Grund wurden die in diesem Kapitel diskutierten Messwerte ebenfalls mit dem Perzentil-Filter verarbeitet. Prinzipiell wäre eine Vorverarbeitung mittels Rauschwahrscheinlichkeits-Filter wünschenswert gewesen, da somit die gleichen Einstellungen für den Perzentil-Filter in allen Versuchen hätten verwendet werden können. Dies konnte jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht integriert werden, da nur für den Hersteller ein direkter Zugriff auf die Recheneinheit des IDM besteht. Aus diesem Grund mussten die Einstellungen empirisch, für die verschiedenen Prozessparameter getrennt, ermittelt werden.

5.1 Aufbau des verwendeten Regelkreises

Die Regelung der Kapillartiefe erfolgte mit einem Proportional-Integral-Regler (PI-Regler) der direkt im IDM integriert war. Der Regelkreis ist in Bild 5.1 schematisch dargestellt.

Für den geschlossenen Regelkreis wurde eine Solltiefe (1) vorgegeben. Der Fehler (2) ist die Differenz zwischen der Solltiefe und der vom Messsystem ermittelten gefilterten Tiefe (9) und geht als Eingangsgröße in den Regler (3) ein, der daraus eine Leistung (4) für den Laserstrahl errechnet. Der Laserstrahl erzeugt eine Kapillare (5), deren Tiefe (6) zum einen von der eingestrahlenen Leistung und zum anderen von den unbekannten Störgrößen (7) abhängt. Die Tiefe wird dann mittels IDM gemessen und über den Filter (8) die gefilterte Tiefe (9) ermittelt.

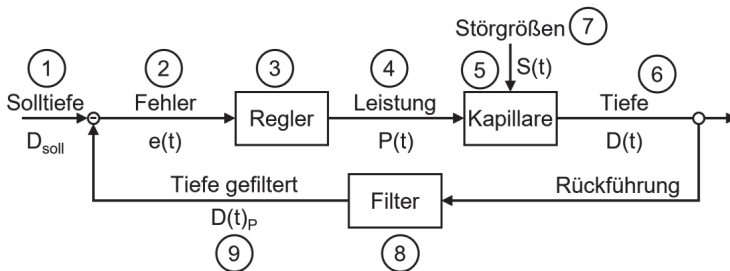


Bild 5.1: Blockschaltbild eines einfachen Standardregelkreises, angepasst auf den Lasertiefschweißprozess.

Bei dem Regler handelt es sich um einen einfachen Proportional-Integral (PI) Regler, der die Leistung

$$P(t_i) = K_p \cdot e(t_i) + K_I \cdot \sum_i e(t_i) \Delta t \quad (5.1)$$

auf Grundlage der Regelabweichung $e(t_i)$ im Zeitschritt t_i , mit dem Proportionalanteil K_p und dem Integralanteil K_I anpasst. Die Zeitschritte t_i folgen dabei in einem zeitlichen Abstand von Δt aufeinander.

Da der Regler die Laserleistung während der Schweißung ändert, wurde die Reaktion der Kapillartiefe auf verschiedene Formen und Geschwindigkeiten der Leistungsänderung untersucht und daraus die Übertragungsfunktion bestimmt. Die Ergebnisse dieser Untersuchung werden im Folgenden beschrieben und daraus Randbedingungen für einen funktionierenden Regelkreis abgeleitet.

5.1 Tiefe der Kapillare bei Leistungsänderung

Grundvoraussetzung für die Regelung der Kapillartiefe durch Anpassung der Laserleistung mittels eines PI-Reglers ist, dass das System aus Kapillartiefe und Laserleistung zumindest näherungsweise ein lineares zeitinvariantes System (LZI System) darstellt, andernfalls ist ein PI-Regler höchstwahrscheinlich ungeeignet.

Im Folgenden soll daher geklärt werden, wie die Kapillartiefe auf eine Änderung der Laserleistung reagiert. Dazu wurde das sogenannte Systemverhalten ermittelt, was in der Übertragungsfunktion von Eingangsgröße (hier Laserleistung) zu Ausgangsgröße (hier Kapillartiefe) abgebildet wird. Um das Systemverhalten zu analysieren, wurde das System mit verschiedenen Testsignalen beaufschlagt, wobei in dieser Arbeit drei verschiedene Modulationsformen des Eingangssignals gewählt wurden: Sinus, Rampe und Sprung.

Aus jeder der drei Modulationsformen lassen sich Informationen über das Systemverhalten gewinnen. So wird mit Hilfe der sinusförmigen Modulation der Frequenzgang bestimmt, welcher Aufschluss über die Reaktion des Ausgangssignals auf periodische Eingangssignale gibt. Mit Hilfe der Modulationsform Rampe lässt sich bestimmen, ob die Kapillartiefe unterschiedlich auf Leistungssteigerung und Leistungsabnahme reagiert, oder welche zeitlichen Leistungsänderungen zu welcher zeitlichen Tiefenänderung führen. Die sprungförmige Leistungsmodulation stellt den Grenzfall für eine unendlich schnelle Leistungsrampe dar. Die damit erzielten Ergebnisse können aufzeigen, welchen Grenzen das System unterliegt.

Der Abschnitt 5.1 ist dabei so gegliedert, dass zunächst die Modulationsformen vorgestellt werden, um deren Variablen, wie beispielsweise die Rampzeit, zu definieren. Anschließend werden die Ergebnisse aus den einzelnen Untersuchungen vorgestellt. Da aus allen drei Untersuchungen die Kapillartiefe als Funktion der Leistung und die zeitliche Tiefenänderung der Kapillare gewonnen werden kann, werden diese Ergebnisse in zwei gemeinsamen Abschnitten diskutiert.

5.1.1 Modulation der Laserleistung

Um die Reaktion der Kapillartiefe auf eine Leistungsänderung zu evaluieren, wurde die Leistung des Lasers moduliert und die eingestellte Sollleistung P_{Soll} , die gemessene Istleistung P_{Ist} und die mit dem IDM gemessene Kapillartiefe D zeitsynchron aufgezeichnet. Jede Modulationsform wurde dabei pro Schweißung mehrfach wiederholt und die Ergebnisse überlagert. So ist es möglich die Tiefenverläufe mehrerer Oszillationsperioden zu sammeln und den mittleren Verlauf der Kapillartiefe zu bestimmen.

Bild 5.2 zeigt den zeitlichen Verlauf der Laserleistung (rote Linie) und die Kapillartiefe (blaue Punkte) beim Schweißen mit einem Vorschub $v = 4 \text{ m/min}$, einer maximalen Leistung von $P_{max} = 8 \text{ kW}$ und einem Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$. Das Modulationsmuster wurde über 7 Perioden aufgebracht, welche durch die gestrichelten Linien getrennt und mit den Zahlen 0 bis 6 benannt werden. In jedem Zyklus wird die Leistung innerhalb von 16 ms linear gesteigert, auf einem Leistungsniveau gehalten und wieder linear innerhalb von 16 ms auf das untere Leistungsniveau abgesenkt.

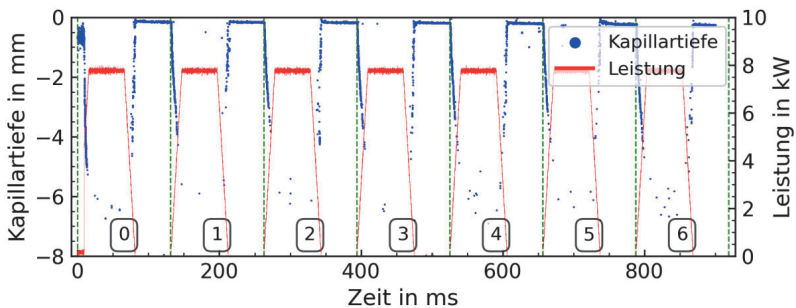


Bild 5.2: OCT-Tiefenmessung in Blau beim Schweißen mit modulierter Laserleistung in Rot (gemessene Werte). Die Modulation wird 7-mal wiederholt. (0-6)

Die Überlagerung der Wiederholungen 1-6 der Messwerte der Tiefe ist in Bild 5.3 in Blau und die Laserleistung in Rot dargestellt⁸. Durch die Überlagerung der einzelnen Perioden der Tiefensignale, stehen wesentlich mehr Punkte pro Zeitpunkt zur Verfügung und können für weitere Analysen verwendet werden. Im Bereich von ca. 16 ms bis ca. 80 ms werden jedoch nur wenige Messpunkte aufgezeichnet, was darauf

⁸ Die Wiederholung 0 wurde hier weggelassen, da die Laserleistung erst etwas verzögert ansteigt. Eigentlich sollte die Leistung von $t = 0 \text{ ms}$ direkt ansteigen..

hindeutet, dass nur ein geringer Teil des Messstrahls wieder zurück ins Messgerät gelangt ist.

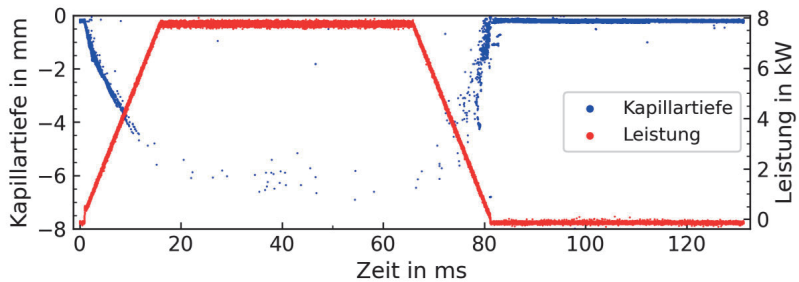


Bild 5.3: Überlagerung der gemessenen Tiefen der Wiederholungen 1-6 in Blau und die gemessene Leistung in Rot.

In diesem Abschnitt (5.1) werden nur die überlagerten Tiefenmessungen verwendet, da nur auf diese Weise genügend Messpunkte für die weitere Analyse des Tiefenverlaufs zur Verfügung stehen.

Die Laserleistung wurde dabei auf drei verschiedene Arten moduliert, welche im Folgenden kurz erläutert werden, um die später verwendeten Variablen einzuführen. Die daraus gewonnenen Ergebnisse werden anschließend gezeigt.

5.1.1.1 Sinusförmige Leistungsmodulation

Die Variablen der sinusförmigen Modulation der Laserleistung sind der Mittelwert der Leistung P_M , die Amplitude der Leistungsmodulation P_A und die Schwingungsfrequenz f . Bild 5.4 zeigt schematisch den Verlauf einer Schwingung bei einer Frequenz von 100 Hz mit einer Amplitude von ca. 3,5 kW und einer mittleren Leistung von 4,5 kW.

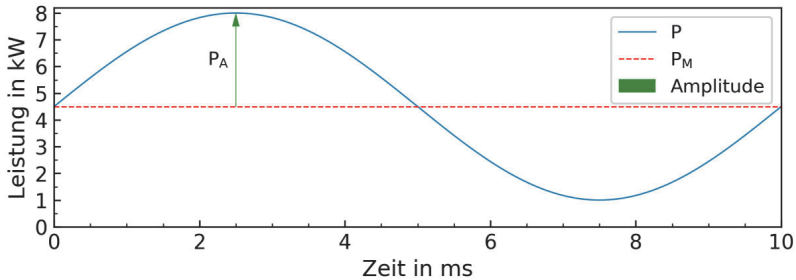


Bild 5.4: Zeitlicher Verlauf der Lasersollleistung der Modulationsform Sinus mit $f = 100 \text{ Hz}$, $P_M = 4,5 \text{ kW}$, $P_A = 3,5 \text{ kW}$.

Für die im Folgenden gezeigten Ergebnisse wurden die Variablen Frequenz f und Amplitude P_A variiert. Die mittlere Leistung P_M wurde auf $2,25 \text{ kW}$ festgesetzt.

5.1.1.2 Rampenförmige Leistungsmodulation

Die Modulationsform Rampe lässt sich in vier Phasen einteilen. In Bild 5.5 ist beispielhaft eine Rampe mit einer Rampzeit von 62 ms dargestellt. Zu Beginn (A_L) wurde die Leistung innerhalb der Rampzeit $t_r = 62 \text{ ms}$ linear von 0 kW auf 8 kW gesteigert. Das obere Niveau wurde dann für eine konstante Haltezeit $t_h = 50 \text{ ms}$ (B_L) gehalten und in der Zeit $t_r = 62 \text{ ms}$ wieder linear auf 0 kW reduziert. Zum Ende wurde für weitere 50 ms eine Leistung von 0 kW gehalten.

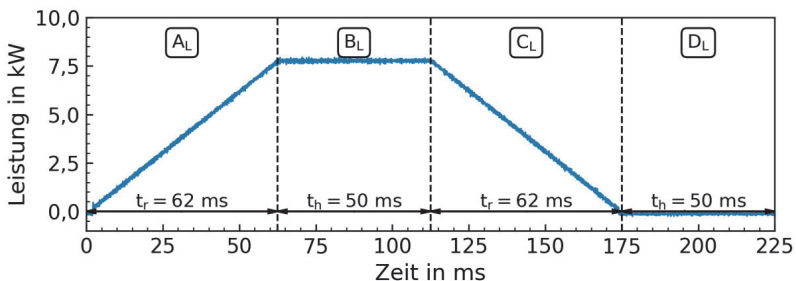


Bild 5.5: Zeitlicher Verlauf der gemessenen Leistung für die Modulationsform Rampe. Die vier Phasen wurden dabei so gewählt, dass nach der Einrampphase A_L eine kurze Stabilisierungsphase B_L folgte, bevor die Leistung dann in C_L wieder reduziert wurde und in Phase D_L der Prozess zurückgesetzt wurde.

In den Versuchen, aus denen die im Folgenden gezeigten Ergebnisse ermittelt wurden, wurde nur die Rampzeit t_r verändert. Die Haltezeit betrug stets $t_h = 50,0$ ms und die Leistung wurde immer von 0 kW auf 8 kW gesteigert beziehungsweise von 8 kW auf 0 kW abgesenkt.

5.1.1.3 Sprungförmige Leistungsmodulation

Auch die Sprungförmige Leistungsmodulation besteht aus vier Phasen, welche in Bild 5.6 dargestellt sind. Zum Zeitpunkt A_L wurde die Leistung von 500 W auf hier 5 kW beziehungsweise die entsprechend eingestellte Leistung gesteigert. In der darauffolgenden Phase B_L wurde die Leistung für 50 ms gehalten und anschließend zum Zeitpunkt C_L erneut auf 500 W abgesenkt. Nach Absenken der Laserleistung folgt vor dem nächsten Zyklus eine Haltephase (D_L) von 50 ms mit einer Leistung von 500 W.

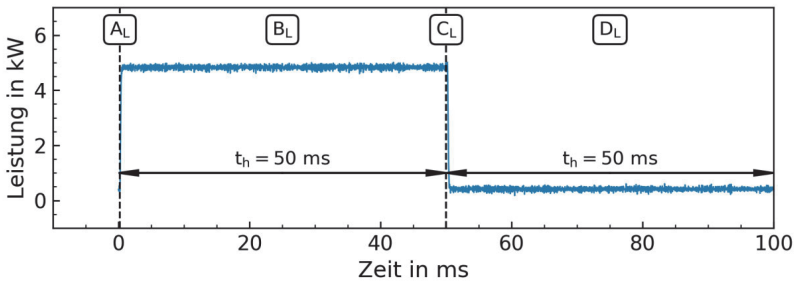


Bild 5.6: Verlauf der gemessenen Laserleistung für die Modulationsform Sprung. Der Prozess startet bei einer Leistung von 500 W bereits mit einer Kapillare und die Leistung (P_{ist}) wird dann bei Punkt A_L auf die entsprechende Maximalleistung gesteigert. Nach einer Haltezeit B_L wird die Leistung bei Punkt C_L wieder auf 500 W reduziert und während der Phase D_L auf diesem Wert gehalten.

Für die Untersuchungen wurde bei dieser Modulationsform die maximale Leistung in der Phase B_L variiert. Die Leistung in der Phase D_L wurde nicht verändert und betrug stets 500 W. Auch die Haltezeit $t_h = 50$ ms wurde nicht geändert.

5.1.1.4 Reaktion der Laserleistung auf die Vorgabewerte

Um zu prüfen, ob die zuvor gezeigten Leistungsmodulationen möglich sind, wurden die Soll- und Istleistung verglichen und der Einfluss auf die eigentliche Messung untersucht. Ein vergrößerter Ausschnitt von Bild 5.6 zeigt in Bild 5.7 das Anstiegsverhalten der Laserleistung zum Zeitpunkt A_L , dem Startpunkt der Änderung der Istleistung P_{ist} (rot). Daraus ist zu entnehmen, dass es ca. 0,075 ms dauert, bis der Laser der geänderten Leistungsvorgabe P_{soll} (blau) zu folgen beginnt. Die maximale Leistung wird mit einer Verzögerung von ca. 0,3 ms erreicht. Wird nun die Vorgabeleistung P_{soll} zu schnell geändert, kann die Leistung des Lasers nicht mehr folgen und es stellt sich eine Dämpfung ein, welche im Folgenden dargestellt wird.

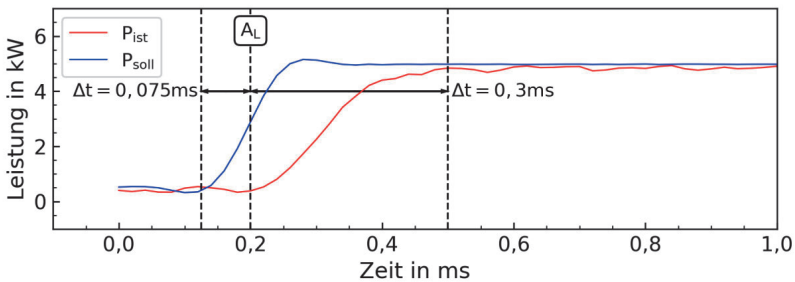


Bild 5.7: Vergrößerter Ausschnitt aus Bild 5.6 mit Fokus auf den Leistungssprung. Der Laser benötigt ca. 0,2 ms von 500 W auf 5 kW.

Um die Phasendifferenz und Amplitudendifferenz von Soll- zu Istleistung als Funktion der Zeit bei unterschiedlichen Amplituden zu ermitteln, wurden die Soll- und Ist-Leistungen bei unterschiedlichen sinusförmigen Leistungsmodulationen aufgezeichnet.

In Bild 5.8 oben ist die Amplitudendifferenz zwischen Soll- und Istleistung und unten die Phasendifferenz aufgetragen. Die verschiedenfarbigen Punkte kennzeichnen dabei unterschiedliche Soll-Amplituden. Die Phasendifferenz beträgt ca. 120 μs für alle untersuchten Frequenzen von mehr als 10 Hz. Im Gegensatz dazu steigt der Betrag der Amplitudendifferenz mit steigender Frequenz an und erreicht bei 1 kHz einen Wert von - 160 W. Dies entspricht bei dieser Modulation ca. 7 % der mittleren Leistung.

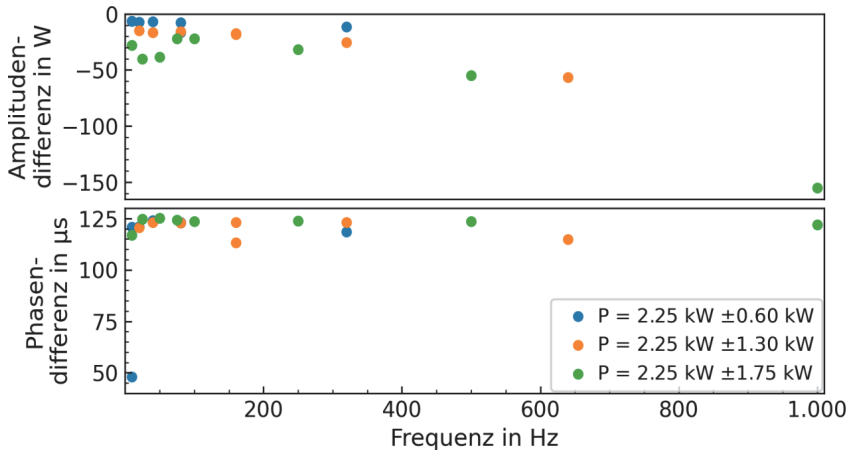


Bild 5.8: Amplitudendifferenz (oben) und Phasendifferenz (unten) von Soll- zu Istleistung Laserleistung in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz.

Da die Leistungsreduktion auch einen Einfluss auf die im Folgenden gezeigten Ergebnisse hat, wurde bei leistungsbezogenen Größen stets die Istleistung verwendet.

5.1.2 Charakterisierung des Systems aus dem Frequenzgang

In der Regelungstechnik wird häufig der Frequenzgang eines Systems bestimmt, um das Systemverhalten zu charakterisieren und in einer Übertragungsfunktion abzubilden. In der Theorie könnte man dazu das System mit einem sogenannten Dirac-Impuls anregen und damit den kompletten Frequenzgang ermitteln. Bei realen Systemen ist dies jedoch meistens nicht zielführend. Daher wurde in dieser Arbeit der Frequenzgang mittels einer sinusförmigen Anregung mit diskreten Frequenzen bestimmt.

Es ist anzunehmen, dass die Tiefe der Kapillare verzögert auf eine Änderung der Laserleistung reagiert, da zum einen die Wärmeleitung innerhalb des Materials Zeit benötigt und zum anderen auch die Phasenumwandlung von fest zu flüssig und flüssig zu gasförmig zu einer Verzögerung führt. Die zeitliche Verschiebung von Eingangsgröße (Laserleistung) zu Ausgangsgröße (Kapillartiefe) führt mit größer werdender Frequenz zu einer größer werdenden Dämpfung der Amplitude der Kapillartiefe, da die Leistung bereits verringert wird, während die Kapillartiefe noch nicht die Tiefe erreicht hat, die sie eigentlich bei der maximalen Leistung erreichen könnte, wenn diese länger andauerte.

Zur Ermittlung des Frequenzgangs, welcher aus dem Amplituden- und Phasengang besteht, wurden mittels eines gleitenden Medianfilters (maximale Länge 500 Werte) aus den überlagerten Tiefenmessungen eine mittlere Tiefenschwingung ermittelt und darauf eine Sinusfunktion angeglichen.

Die blauen Punkte in Bild 5.9 zeigen die Kapillartiefe, die grüne Linie den Median und die rote Linie die angegliche Sinusfunktion. Die Streuung der Kapillartiefe wird hier anhand eines Streubandes zwischen der 5 % und 95 % Perzentile als blauer Bereich dargestellt. Die Parameter der dabei vorgegebenen Leistungsveriarion waren $P_M = 2250 \text{ W}$, $P_A = 1775 \text{ W}$, $f = 50 \text{ Hz}$ (links) beziehungsweise $f = 75 \text{ Hz}$ (rechts).

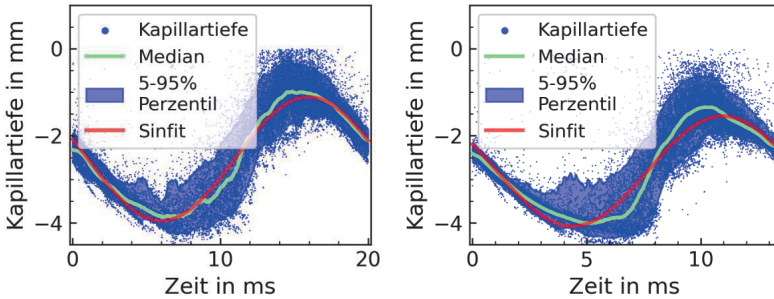


Bild 5.9: Verlauf der Kapillartiefe über eine Schwingungsperiode mit $P_M = 2250 \text{ W}$, $P_A = 1775 \text{ W}$, $f = 50 \text{ Hz}$ (links) beziehungsweise $f = 75 \text{ Hz}$ (rechts). Dabei ist der Median in Grün, die Streuung der Messwerte (5-95 % Perzentil) in Blau und die angegliche Sinusfunktion („Sinfit“) in Rot eingezeichnet.

Mit den ermittelten Angleichungsparameter des sinusförmigen Verlaufs (Amplitude D_A und Phase D_ϕ) konnten der Amplitudenquotient und die Phasenverschiebung wie folgt bestimmt werden.

Der Amplitudenquotient

$$A(f) = \frac{D_A}{P_A} \quad (5.2)$$

kann aus den Amplituden der Laserleistung und Tiefe errechnet werden, wobei D_A die Amplitude des sinusförmigen Verlaufs der Tiefe und P_A die Amplitude der Laserleistung sind.

Die Phasenverschiebung

$$\varphi(f) = D_\varphi - P_\varphi \quad (5.3)$$

ergibt sich aus der Phase D_φ des Sinusfit und P_φ der Phase der Modulation der Laserleistung.

Bild 5.10 zeigt den Amplitudenquotienten sowie die Phasenverschiebung für verschiedene Sinusschwingungen mit einer mittleren Leistung von $P_M = 2,25$ kW und Amplitude von 0,6 kW bis 1,75 kW. Vergleicht man den Frequenzgang mit bekannten Beispielen aus der Literatur [70], scheint dieser dem typischen Verlauf eines P-Gliedes mit Verzögerung 1. Ordnung (PT₁) zu folgen, sodass sich das zugrunde liegende System aus Kapillartiefe und Laserleistung laut [70] mit einem PI-Regler regeln lassen sollte.

Die Übertragungsfunktion ω

$$G(i\omega)_S = \frac{K_S}{1+i\omega T_1}, \quad (5.4)$$

des PT₁ Gliedes [70] in Abhängigkeit von der Kreisfrequenz hängt von der Verstärkung K_S und der Verzögerungszeit T_1 ab.

Daraus lässt sich der Amplitudenquotient aus dem Betrag

$$A(f) = \frac{K_S}{\sqrt{1+(\omega T_1)^2}} \quad (5.5)$$

und die Phasenverschiebung

$$\varphi(f) = -\tan^{-1}(\omega T_1) \quad (5.6)$$

mittels Laplace-Transformation berechnen [70].

Die Amplitude lässt sich in diesem Fall gut auf die in Bild 5.10 gezeigten Daten angleichen und ist im Bild als blau gestrichelte Linie dargestellt. Im Phasengang wurde der Verlauf mit den zuvor ermittelten Werten ebenfalls blau gestrichelt eingezeichnet.

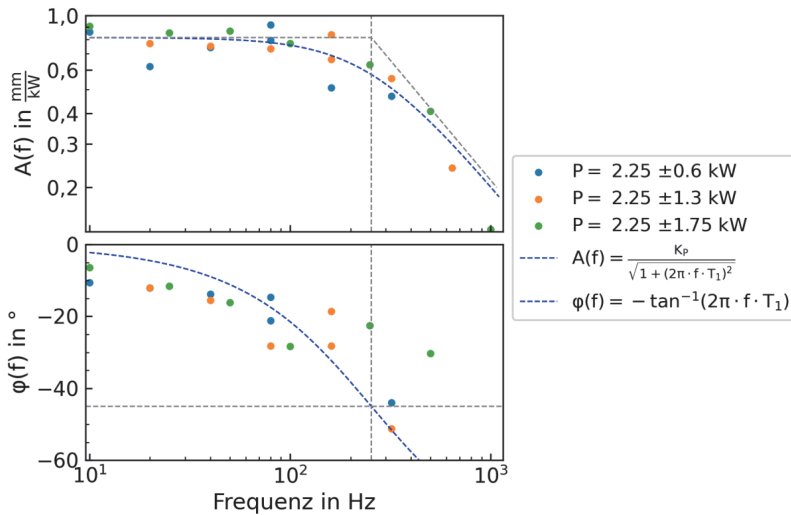


Bild 5.10: Amplitudenquotient (oben) und Phasenverschiebung (unten) in Abhängigkeit von der Frequenz der Laserleistungsmodulation für $P_A = 0,6$ kW (blau), $P_A = 1,3$ kW (orange) und $P_A = 1,75$ kW (grün). Die angepasste Funktion $A(f)$ der Amplitude ist dabei als gestrichelte blaue Linie eingezeichnet. Die Phasenverschiebung (ebenfalls blau gestrichelt) wurde mit der, aus der angepassten Funktion $A(f)$ ermittelten, Verzögerungszeit berechnet.

Die beiden Fit-Parameter des Amplitudenquotienten geben die Verstärkung des Systems und die Verzugszeit an. Im hier vorliegenden Fall beträgt die Verstärkung des Systems $K_p = 0,81$ mm/kW und die Verzugszeit $T_1 = 0,6$ ms. Die Grenzfrequenz, die sich zeichnerisch aus dem Schnittpunkt der beiden tangentialen Linien (s. Bild 5.10, grau gestrichelt) bestimmen lässt, liegt bei ca. 270 Hz. Die Grenzfrequenz ist dabei die Frequenz, bei der der Amplitudenquotient auf $A(f) = \sqrt{2}/2$ abgesunken ist [71].

Für geringe Frequenzen nimmt der Amplitudenquotient den Wert von K_p an und sinkt mit steigender Frequenz bis 1 kHz auf 20 % der vollen Amplitude ab. Bei so hohen Frequenzen ($f \gg 270$ Hz), kann die Kapillartiefe, aufgrund ihrer materialabhängigen Trägheit, der Leistungsänderung nicht mehr folgen, wodurch die maximale Kapillartiefe gedämpft wird. Der Verlauf der Kapillartiefe bei $f = 1$ kHz ist in Bild 5.11 gezeigt. Betrachtet man die angepasste Sinusfunktion in Bild 5.11, so ist lediglich eine sehr geringe Amplitude zu erkennen. Die Streuung, welche im Hintergrund durch die einzelnen Messpunkte, sowie durch das Streuband verdeutlicht ist, ist wesentlich größer als die Amplitude.

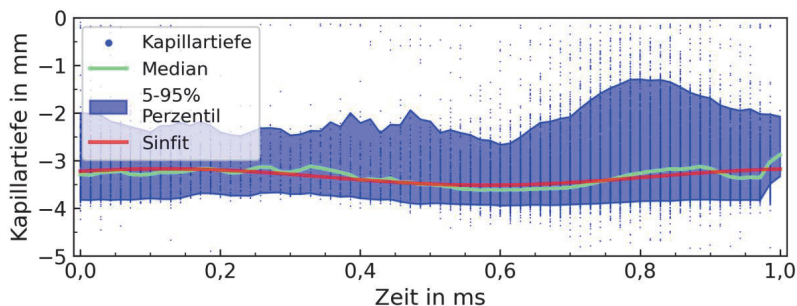


Bild 5.11: Verlauf der Kapillartiefe über eine Schwingungsperiode mit $P_M = 2250$ W, $P_A = 1775$ W und $f = 1000$ Hz. Dabei ist der Median in Grün, die Streuung der Messwerte (5-95 % Perzentil) in Blau und die angegliche Sinusfunktion in Rot eingezeichnet.

Aus dem Frequenzgang (Bild 5.10) geht hervor, dass die Übertragungsfunktion mit der Eingangsgröße Laserleistung und Ausgangsgröße Kapillartiefe mit derjenigen eines PT_1 -Gliedes vergleichbar ist und somit mit einem PI-Regler regelbar sein sollte. Wie jedoch beispielsweise Bild 5.9 zeigt, folgt die Kapillartiefe als Reaktion auf eine sinusförmige Leistungsvorgabe nur bedingt einer Sinusfunktion. Somit ist es erforderlich, das Systemverhalten noch mit weiteren Testsignalen zu untersuchen.

5.1.3 Rampenantwort

Mit Hilfe der Rampenantwort lassen sich zwei Dinge untersuchen: Die Kapillartiefe als Funktion der Leistung und die zeitliche Ableitung in Form der zeitlichen Kapillartiefenänderung als Funktion der zeitlichen Leistungsänderung. Da von allen drei Untersuchungen (Sinusmodulation, Rampenantwort und Sprungantwort) Ergebnisse eingeflossen sind, werden diese gemeinsam in den Abschnitten 5.1.5 und 5.1.6 ausgeführt. In diesem Abschnitt wird die Kapillartiefe als Funktion der Zeit gezeigt und diskutiert.

Bild 5.12 zeigt die Kapillartiefe innerhalb der ersten 50 ms bei einer rampenförmigen Modulation der Laserleistung von $P = 0 \text{ kW}$ auf $P = 8 \text{ kW}$ mit Rampenzeiten zwischen $t_r = 0,44 \text{ ms}$ bis $t_r = 62,25 \text{ ms}$. Die Kapillartiefe von 6 mm wird bei den unterschiedlich eingestellten Rampenzeiten nach unterschiedlichen Zeiten erreicht. Je kürzer die Rampenzeit, desto schneller wird die Kapillartiefe von 6 mm erreicht.

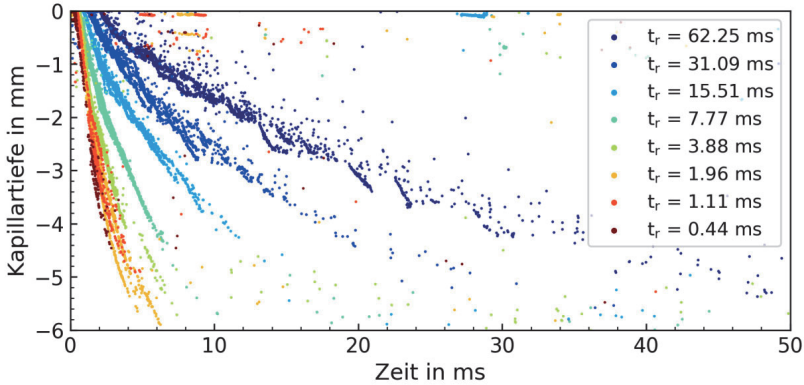


Bild 5.12: Verlauf der Kapillartiefe über der Zeit bei unterschiedlichen Rampenzeiten zwischen $t_r = 0,44 \text{ ms}$ bis $t_r = 62,25 \text{ ms}$. Dieser zeitliche Ausschnitt zeigt die Zunahme der Kapillartiefe während der linearen Steigerung der Laserleistung (Phase A_L). Bei Rampenzeiten kleiner 50 ms, ist auch ein Teil der Haltephase (B_L) abgebildet.

Der Verlauf der Kapillartiefe lässt sich gut mit einer Wurzelfunktion approximieren⁹. Für die Tiefenzunahme wurde

$$D(t) = b_1 \cdot \sqrt{t - b_2} + b_3, \quad (5.7)$$

beziehungsweise für die Tiefenabnahme

$$D(t) = b_1 \cdot \sqrt{|-t + b_2|} + b_3 \quad (5.8)$$

angenommen, wo t die Zeit und b_1 bis b_3 Angleichungsparameter sind. Diese Angleichungsfunktion wird dafür verwendet, die zeitliche Ableitung des Tiefenverlaufs für die unterschiedlichen Rampenzeiten zu bestimmen.

⁹ Die Wurzelfunktion folgt hier keinem physikalischen Hintergrund und wurde empirisch ermittelt.

Bild 5.13 zeigt die gemessene Kapillartiefe (blaue Punkte) bei einer Rampzeit von $t_r \approx 15$ ms über der Zeit, wobei hier die Fitfunktion als schwarze Linie dargestellt ist. Die gestrichelte Linie bei -3 mm zeigt die Kapillartiefe an, bei der die zeitliche Tiefenänderung als Funktion der Leistungsänderung aus der angeglichenen Wurzelfunktion bestimmt wurde.

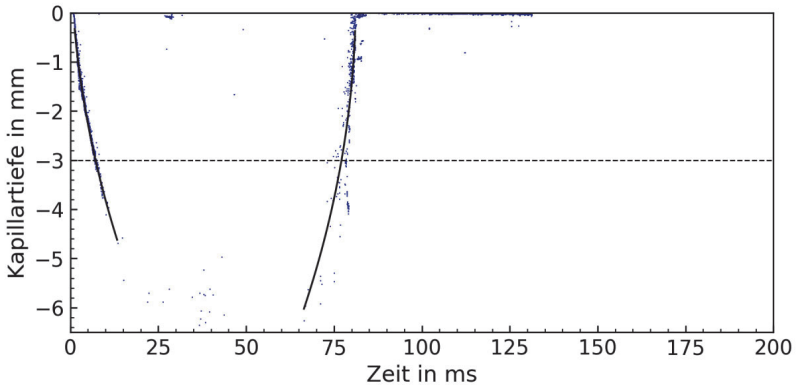


Bild 5.13: Beispiel für den Verlauf der Kapillartiefe bei einer rampenförmigen Leistungsänderung (blau) mit der angepassten Wurzelfunktionen (schwarz). Die Rampzeit beträgt $t_r \approx 15$ ms und die Leistung wird von $P = 0$ kW auf $P = 8$ kW gesteigert. Nach der Haltezeit $t = 50$ ms wird sie wieder innerhalb von t_r auf $P = 0$ kW abgesenkt. Die gestrichelte Linie zeigt die Position, an der die Steigung ermittelt wird.

Wie zu Beginn dieses Abschnitts bereits erwähnt, werden die daraus resultierenden Werte zusammen mit den Ergebnissen der Sprungantwort und der sinusförmigen Modulation in den Abschnitten 5.1.5 und 5.1.6 behandelt, da sich diese ergänzen.

5.1.4 Sprungantwort

Alternativ zur Sinusförmigen Modulation der Laserleistung kann die Leistung sprungförmig verändert werden, um das Systemverhalten zu charakterisieren, da ein idealer Sprung alle Anregungsfrequenzen gleichzeitig enthält. Technisch ist es jedoch nicht möglich, die Laserleistung ideal sprungförmig zu verändern (siehe Abschnitt 0). Somit kann hier nur von einem Grenzfall der Modulationsform Rampe gesprochen werden, wobei die Rampzeit theoretisch $t_r = 0$ ms sein sollte, jedoch real $t_r \geq 0,25$ ms beträgt.

Dennoch lässt sich mit diesen Messungen eine wichtige Frage beantworten: Gibt es eine Grenzgeschwindigkeit, mit der sich die Kapillare in die Tiefe ausdehnt und wie groß ist diese bei den verwendeten Parametern?

Die Antwort auf diese Frage stellt eine Beschränkung für die Regelung dar. Es ist „sinnlos“ die Leistung zu schnell zu ändern, da die Kapillartiefe sich nicht schneller als mit dieser Grenzgeschwindigkeit ändern kann.

Zur Bestimmung dieser Grenzgeschwindigkeit wurden Schweißungen mit unterschiedlichen maximalen Laserleistungen durchgeführt und die Kapillartiefen mittels OCT gemessen. Die gemessenen Kapillartiefen sind in Bild 5.14 dargestellt. Wird die Leistung zum Zeitpunkt $t = 0$ ms sprunghaft erhöht, „bohrt“ sich die Kapillare in den folgenden Millisekunden (A_p) in das Material, bis sie eine von der anliegenden Laserleistung abhängige Kapillartiefe erreicht. Im Bereich B_p wird die Kapillartiefe gehalten bis sie aufgrund der Leistungsreduktion bei $t = 50$ ms wieder abnimmt. Im Bereich C_p wird die Leistung für 50 ms auf $P = 500$ W gehalten. Es fällt auf, dass bei größeren Leistungen und den damit einhergehenden größeren Kapillartiefen weniger Messpunkte pro Zeitintervall registriert werden. Dies könnte beispielsweise darauf zurückzuführen sein, dass der Einkoppelgrad für den Messstrahl mit größerer Kapillartiefe ansteigt und somit ein kleinerer Anteil seiner Leistung die Kapillare wieder verlässt.

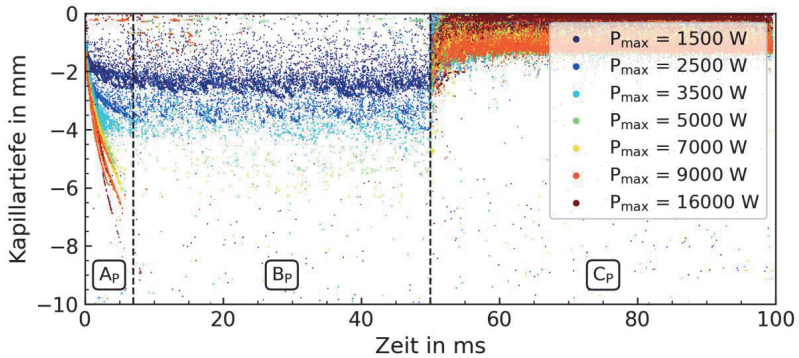


Bild 5.14: In Abhängigkeit von P_{max} gemessene Sprungantworten der Kapillartiefe. Die Leistung vor dem Sprung betrug bei allen Versuchen $P_{min} = 500$ W und wurde dann sprunghaft auf verschiedene Leistungen von $P_{max} = 1500$ W bis $P_{max} = 16000$ W gesteigert. Der Prozess durchläuft drei Phasen A_P , B_P und C_P . Während A_P nimmt die Kapillartiefe zu, während B_P wird sie gehalten und während C_P nimmt die Kapillartiefe wieder ab und bleibt dann auf einem niedrigeren Niveau.

Wird der Bereich A_P größer dargestellt (Bild 5.15) zeigen sich zwei wichtige Aspekte. Unabhängig von der eingestellten Laserleistung steigt die gemessene Kapillartiefe bei allen Versuchen zu Beginn mit der gleichen Geschwindigkeit an. Demnach ist die maximale zeitliche Änderung der Kapillartiefe (kurz Grenzggeschwindigkeit) keine Funktion der eingestellten Leistung und beträgt ca. -2 mm/ms, was durch die schwarze gestrichelte Linie gezeigt wird. Analog zu den Ergebnissen der Rampenuntersuchungen zeigt sich eine Abnahme der Steigung der Tiefenänderung, sobald eine gewisse Kapillartiefe erreicht ist. Im Diagramm ist dies bei einer Messung mit $P_{max} = 2500$ W gut erkennbar. Dieser Knick im Tiefenverlauf kann nicht durch ein System mit einem PT_1 Verhalten modelliert werden und ist somit auch ein Indikator dafür, dass eine Regelung mittels PI-Regler nicht der ideale Ansatz ist.

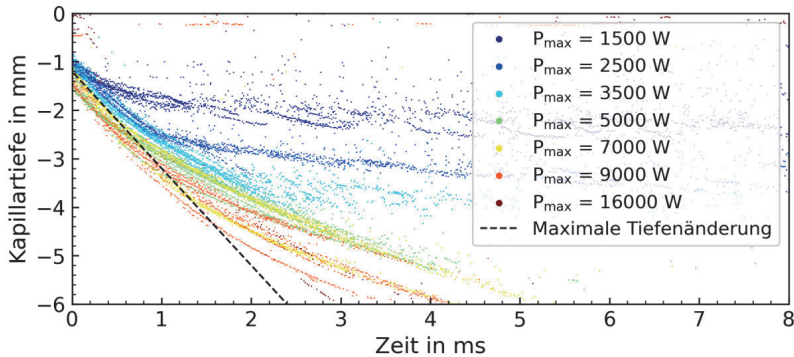


Bild 5.15: Vergrößert dargestellter Anfangsbereich von Bild 5.14. Die geschätzte maximale zeitliche Tiefenänderung ist bei allen Sprunghöhen anfangs ähnlich und beträgt ca. -2 mm/ms. Je höher die maximale Leistung, desto länger dehnt sich die Kapillare mit dieser Geschwindigkeit in die Tiefe aus.

5.1.5 Trajektorie der Kapillartiefe und der Leistung

Damit ein Regler zur Tiefenregelung zuverlässig eingesetzt werden kann, ist die Kenntnis über die Reaktion der Kapillartiefe auf eine Leistungsänderung notwendig. Wie sich im folgenden Abschnitt zeigen wird, verhält sich die Kapillartiefenänderung bei einer Leistungszunahme anders als bei einer Leistungsabnahme. Demnach ist die Kapillartiefe nicht nur von der aktuellen Laserleistung, sondern auch vom zeitlichen Verlauf der Laserleistung abhängig. Somit besitzt das System aus Laserleistung und Kapillartiefe eine Hysterese und es handelt sich nicht um ein lineares zeitinvariantes (LZI) System. Dies kann die Regelung mittels eines PI-Reglers erschweren oder gar verunmöglichen.

Das ungleiche Verhalten der Kapillare bei Leistungszu- und abnahme wird im folgenden Abschnitt diskutiert und die Auswirkungen auf die Regelung evaluiert.

5.1.5.1 Hysterese bei sinusförmiger Leistungsmodulation

Bild 5.16 zeigt die gemessenen Kapillartiefen auf der Ordinate und die zum gleichen Zeitpunkt eingestellte Laserleistungen auf der Abszisse von vier exemplarischen Schweißungen. Die Schweißungen wurden mit einem sinusförmigen Verlauf der Laserleistung mit einer mittleren Leistung von $P_M = 2250$ W und einer Amplitude von $P_A = 1775$ W durchgeführt. Die Modulationsfrequenz wurde dabei variiert. Die

jeweiligen Frequenzen der Laserleistungen wurden eingestellt auf $f = 50$ Hz (Bild 5.16, links oben), $f = 75$ Hz (Bild 5.16, rechts oben), $f = 100$ Hz (Bild 5.16, links unten) und $f = 250$ Hz (Bild 5.16, rechts unten). Die Rohdaten sind als rote Punkte für die Leistungssteigerung und grüne Punkte für die Leistungsrücknahme dargestellt. Die mit einem gleitenden Medianfilter bearbeiteten Messwerte sind als rote, beziehungsweise grüne Linie dargestellt. Um die zeitliche Abfolge der Leistungsänderung und der daraus resultierenden Kapillartiefen in diesem Diagramm nachzuvollziehen, startet man beispielsweise links oben bei 500 W und den kleinsten gemessenen Kapillartiefen. Da die Leistung von der niedrigsten Leistung nur ansteigen kann, verfolgt man die roten Punkte bis zur maximalen Leistung und größten Kapillartiefe. Von dort aus kann die Leistung nur fallen, also müssen die grünen Punkte verfolgt werden. Es zeigt sich, dass die Kapillartiefen welche bei der Leistungszunahme (rot) gemessen wurden betragsmäßig kleiner sind als jene bei der Leistungsabnahme (grün). Da sich die Kapillartiefe bei gleicher nomineller Leistung je nach Richtung der Leistungsänderung stark unterscheidet, besitzt dieses System eine Hysterese.

Bei einer Steigerung der Frequenz von 50 Hz (Bild 5.16 a), auf 75 Hz (Bild 5.16 b), nimmt der Effekt der Hysterese zu und wirkt sich in einem verzögerten Rückgang der Kapillartiefe bei der Leistungsrücknahme aus. Wird die Frequenz bis 250 Hz gesteigert (Bild 5.16 d), nimmt die maximal erreichte Kapillartiefe ab und die Streuung der gemessenen Kapillartiefen während der Leistungsabnahme stark zu.

Es zeigt sich, dass die Hysterese mit steigender Anregungsfrequenz zunimmt. Daraus lässt sich ableiten, dass ein PI-Regler die Leistung nicht zu schnell ändern darf, andernfalls ist das Verhalten der Kapillartiefe nicht vorhersagbar.

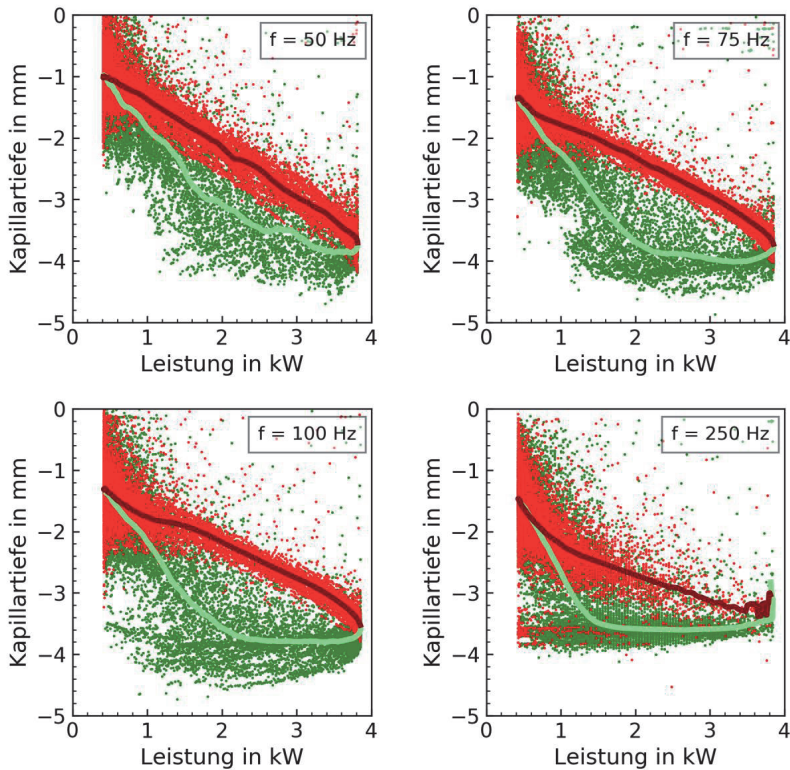


Bild 5.16: Trajektorie der Kapillartiefe und der zum Zeitpunkt der Messung anliegenden Laserleistung. Sinusförmige Leistungsmodulation mit Frequenzen von 50 Hz bis 250 Hz. Punkte in Rot: bei Leistungssteigerung, in Grün: bei Leistungsabnahme. Die Linien zeigen dabei die jeweiligen gleitenden Medianwerte.

5.1.5.2 Hysterese bei Leistungsrampe und Leistungssprung

In Bild 5.17 ist wie in Bild 5.16 die Kapillartiefe auf der Ordinate und die zum Zeitpunkt der Messung anliegende Laserleistung auf der Abszisse für zwei unterschiedliche Rampzeiten aufgetragen. Dabei wurden die Kapillartiefenmesspunkte farblich den Modulationsphasen (vgl. Bild 5.5) zugeordnet. Auch hier werden die Punkte über die Zeit im Uhrzeigersinn, startend bei $t = 0$ s mit einer Leistung von $P = 0$ kW durchlaufen. Bei einer Rampenzeit von $t_r \approx 62$ ms (Bild 5.17 b)) nahm die Kapillartiefe zunächst sehr stark mit steigender Leistung (rote Punkte A_L) zu und flachte ab ca. $P = 6$ kW ab. War die volle Leistung $P = 8$ kW erreicht (gelbe Punkte

B_L), stieg die Kapillartiefe noch weiterhin von ca. -5 mm auf -6,5 mm an. Beginnend bei einer Kapillartiefe von -6,5 mm reduzierte sich die Kapillartiefe mit der Rücknahme der Laserleistung (grüne Punkte C_L). Die Punkte der Phase D_L sind nicht dargestellt, da sich diese alle mit einer Leistung von 0 kW und einer Kapillartiefe von 0 mm in der oberen linken Ecke befinden würden. Die Verläufe der Messwerte bei Leistungszu- und -abnahme waren dabei sehr ähnlich. Wurde die Rampenzeit stark verkürzt, zum Beispiel auf $t_r = 1,95$ ms (Bild 5.17 a)) zeigte sich eine ausgeprägte Hysterese. Während der Leistungsrampe von 0 auf 8 kW (rote Punkte) wurde ca. die Hälfte der End-Tiefe erreicht. Beim Erreichen der maximalen Leistung von $P = 8$ kW (gelbe Punkte) stieg die Kapillartiefe weiterhin stark an. Bei der Leistungsabnahme (grüne Punkte) gibt es nur wenige Messpunkte, jedoch unterscheidet sich der Pfad deutlich von dem der Leistungssteigerung.

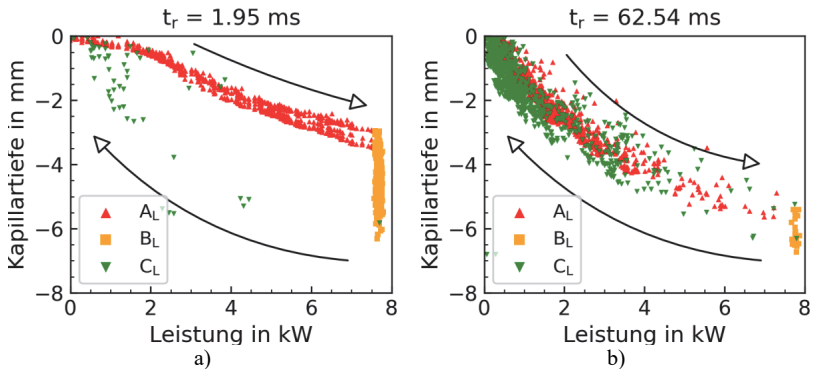


Bild 5.17: Trajektorie der Kapillartiefe und der zum Zeitpunkt der Messung anliegenden Laserleistung für verschiedenen Rampzeiten. Die Pfeile zeigen dabei die Richtung an, in der die Kapillartiefen von A_L über B_L bis C_L durchlaufen werden. Die Rampzeit für die links gezeigte Messung betrug ca. $t_r = 1,95$ ms und rechts ca. $t_r = 62,5$ ms.

Reduziert man die Rampenzeit auf $t_r = 0,3$ ms und erhöht die maximale Leistung auf 16 kW, ergibt sich die in Bild 5.18 erkennbare Trajektorie der Kapillartiefe und Leistung. Auch hier sind die Punkte nach den Phasen farblich kodiert dargestellt. Die Kapillartiefen bei einer Leistungsänderung von 500 W auf 16 kW sind in Rot, die der oberen Plateauphase B_L in Gelb und die der unteren (D_L) in Grün dargestellt. Die beiden Plateauphasen wurden jeweils 50 ms gehalten. Innerhalb der Phase C_L konnten keine Kapillartiefen aufgezeichnet werden. Im Gegensatz zu den zuvor gezeigten Diagrammen lässt sich hier die Kapillartiefe zwischen minimaler und maximaler Leistung nur bedingt bestimmen, da die meiste Tiefenänderung bei minimaler beziehungsweise maximaler Leistung geschieht. Die Laserleistung wird dabei wesentlich schneller geändert als der Prozess folgen kann und die Kapillartiefe wird nur während der Plateauphasen (B_L mit 16 kW und D_L mit 50 W) geändert.

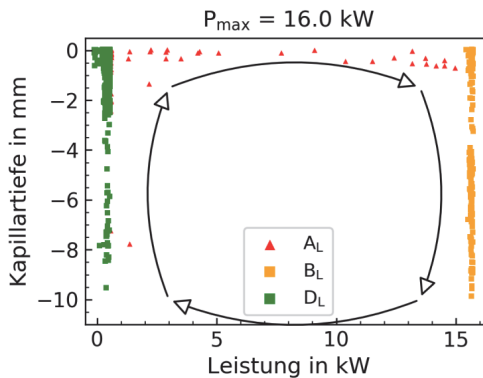


Bild 5.18: Trajektorie der Kapillartiefe und der zum Zeitpunkt der Messung anliegenden Laserleistung. Sprungförmige Leistungsänderung von 500 W auf 16 kW, mit 50 ms Haltezeit auf beiden Niveaus.

Bei einer langsamen Leistungsänderung von weniger als 1 kW/ms (Rampenzeit $t_r \geq 8$ ms bei 8 kW maximaler Leistung) verhalten sich Tiefenzunahme und Tiefenabnahme sehr ähnlich. Wird die zeitliche Leistungsänderung schneller ($P > 2$ kW/ms, $t_r \leq 4$ ms) ausgeführt, zeigen Tiefenabnahme und Tiefenzunahme ein unterschiedliches Verhalten. Dass der Schweißprozess der Leistungsänderung nicht mehr folgen kann, zeigt sich auch in Bild 5.17 a) in der Tiefenverteilung der gelben Punkte im Bereich B_L , da die volle Kapillartiefe erst während der Phase mit konstanter maximaler Laserleistung ausgebildet wird.

5.1.6 Zeitliche Tiefenänderung der Kapillare als Funktion der zeitlichen Leistungsänderung

Von großer Bedeutung für eine funktionsfähige Regelung der Kapillartiefe über eine Anpassung der Laserleistung ist eine vorhersagbare, idealerweise lineare zeitliche Tiefenänderung bei einer zeitlichen Leistungsänderung. Die aus der Rampenantwort ermittelte zeitliche Änderung der Kapillartiefe ist in Bild 5.19 als Funktion der zeitlichen Leistungsänderung mit den blauen Punkten dargestellt. Zunächst lässt sich feststellen, dass sich im Bereich von -2 kW/ms (Rücknahme der Laserleistung) bis $+1 \text{ kW/ms}$ die Tiefenänderungsrate linear zur Leistungsänderungsrate verhält (grüne gestrichelte Linie). Als Referenz wurde hier in Rot die aus Bild 5.15 ermittelte zeitliche Tiefenänderungsrate des Sprungs von -2 mm/ms mit dargestellt. Oberhalb einer Leistungsänderungsrate von 1 kW/ms nähert sich die Kurve dem Anschein nach asymptotisch der maximalen Tiefenänderungsrate von -2 mm/ms an. Unterhalb einer Leistungsänderungsrate von -2 kW/ms nimmt die Tiefenänderungsrate wesentlich schneller zu und erreicht bei -4 kW/ms einen Wert von $> 6 \text{ mm/ms}$.

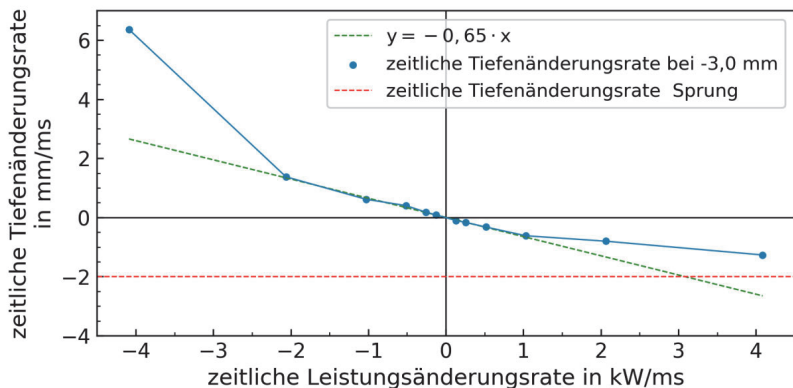


Bild 5.19: Zeitliche Tiefenänderungsrate als Funktion der zeitlichen Leistungsänderungsrate in Blau. Die aus Bild 5.15 ermittelte zeitliche Tiefenänderung des Sprungs ist in Rot (gestrichelt) dargestellt.

Aus den Tiefenmessungen der Modulationsform Sinus lassen sich ebenfalls die zeitliche Tiefenänderungsrate als Funktion der Leistungsänderungsrate extrahieren. Zur Anschauung werden hier nur die Tiefenmessungen bei der maximalen Leistungsänderungsrate betrachtet.

Die maximale Leistungsänderungsrate beträgt dabei abhängig von der Modulationsfrequenz

$$\dot{P}_{max} = \pm P_A \cdot 2\pi \cdot f \quad (5.9)$$

In Bild 5.20 werden die in Bild 5.19 dargestellten Ergebnisse (schwarze Kreise) um die Tiefenänderungsrate ergänzt, die sich aus den Versuchen mit der sinusförmig modulierten Leistung ableiten lassen (bunte Sterne). Die gestrichelte rote Linie entspricht dem Ergebnis der sprungförmig geänderten Leistung. Wie bereits oben beschrieben wurde die Tiefenänderungsrate an dieser Stelle der maximalen zeitlichen Leistungsänderungsrate bestimmt.

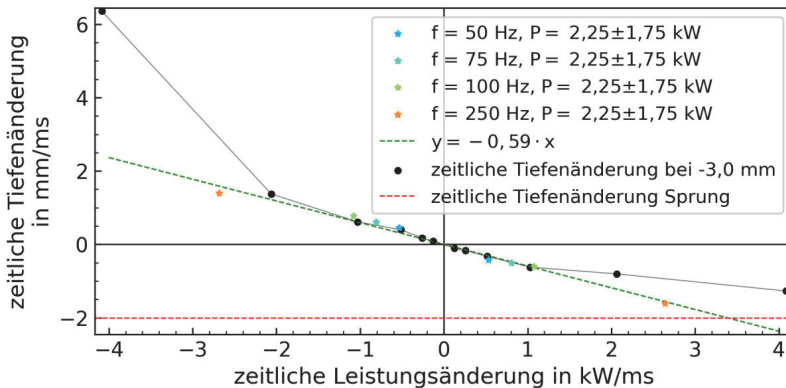


Bild 5.20: Tiefenänderung der Kapillare bei sinusförmiger Leistungsmodulation. Die Punkte markieren die Nulldurchgänge, bei dem die pro Zeiteinheit größte Leistungsänderung stattfindet.

Im Falle der sinusförmigen Leistungsmodulation zeigt sich im Bereich von ca. -3 kW/ms bis ca. $+2,5 \text{ kW/ms}$ durch alle Messwerte hindurch eine lineare Korrelation der Tiefenänderungsrate zu der Leistungsänderungsrate, was durch die grüne gestrichelte Linie hervorgehoben ist.

Hiermit konnte gezeigt werden, dass sich das System sehr wahrscheinlich mindestens im Bereich von -1 kW/ms bis $+1 \text{ kW/ms}$ linear verhält und somit in diesem Bereich eine Regelung möglich sein sollte.

5.1.7 Schlussfolgerung zur Reaktion der Tiefe auf eine Laserleistungsänderung

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, dass das System, bestehend aus der Eingangsgröße Laserleistung und der Ausgangsgröße Kapillartiefe, einem PT_1 System ähnelt. Dies gilt jedoch nur in einem relativ kleinen Dynamikbereich, da die Hysterese bei einer zeitlichen Leistungsänderungsrate von mehr als $\pm 2 \text{ kW/ms}$ stark zunimmt und das System von einem linearen Verhalten abweicht. Grundsätzlich lässt sich ein System mit einer Hysterese nicht mehr als lineares System beschreiben [70], was eine Regelung mit einem PI-Regler nur in einem eingeschränkten Dynamikbereich sinnvoll macht. Soll der Schweißprozess mit der maximalen Dynamik, also über den kompletten Leistungsänderungsbereich geregelt werden, ist ein einfacher PI-Regler demnach nicht geeignet. Dann müssten beispielsweise unterschiedliche Reglerparameter für die Tiefenvergrößerung und die Tiefenreduzierung verwendet werden. So könnte die Leistung langsamer reduziert als erhöht werden, um die gleiche Tiefenänderung pro Zeitintervall unabhängig von der Richtung zu erhalten.

Damit die Regelung jedoch auch mit einem einfachen PI-Regler funktionieren kann, sollte dieser die Leistung nur mit einer Rate im Bereich von -1 kW/ms bis zu 1 kW/ms verändern, da nur so die zeitliche Leistungs- und Tiefenänderungsrate linear zusammenhängen und die Hysterese in diesem Bereich nicht so stark ausgeprägt ist. Insbesondere eine zu schnelle Rücknahme der Laserleistung sollte vermieden werden, da sonst kein linearer Zusammenhang gegeben ist.

Das Verhalten des PI-Reglers wird von den Parametern Proportionalanteil K_P und Integralanteil K_I bestimmt. Diese bestimmen maßgeblich, welche Änderung der Laserleistung pro Zeitintervall vom Regler angefordert wird. Aus diesem Grund wird im folgenden Abschnitt beschrieben, wie die Reglerparameter bestimmt wurden und anschließend gezeigt, dass damit die Leistung innerhalb der zuvor beschriebenen Grenzen geändert wurde.

5.2 Reglerparameter

Im vorangegangenen Abschnitt wurde aufgezeigt, dass es sich bei dem System Laserstrahliefschweißen, bestehend aus der Eingangsgröße Laserleistung und Ausgangsgröße Kapillartiefe, innerhalb der aufgezeigten Grenzen näherungsweise um ein PT_1 -System handelt. Aus diesem Grund wurden die Reglerparameter mit der Methode nach

Ziegler und Nichols ermittelt [72], da dieses Verfahren gut geeignet ist für Prozesse, die durch eine PT_1 Strecke beschreibbar sind [70].

Zur Bestimmung der Reglerparameter des in Abschnitt 5.1 eingeführten Reglers, musste zunächst die kritische Verstärkung bei einem frei gewählten konstanten Sollwert $D_{soll} = -3,2 \text{ mm}$ ermittelt werden. Ein gängiges Verfahren hierfür ist es, den Integralanteil auf $K_I = 0 \text{ kW}/(\text{mm} \cdot \text{s})$ zu setzen und den Proportionalanteil K_P so lange zu erhöhen bis die Ausgangsgröße (in diesem Fall die gemessene Kapillartiefe) in eine Schwingung übergeht und somit die kritische Verstärkung erreicht ist. Bild 5.21 zeigt die bei verschiedenen Proportionalanteilen K_P resultierenden Kapillartiefen (Bild 5.21 oben in Blau), sowie die durch den Regler eingestellten Leistungen (Bild 5.21 unten in Rot). Die Solltiefe ist als gestrichelte Linie eingezeichnet.

Bei $K_P = 0,16 \text{ kW}/\text{mm}$ war die Regelabweichung, also die Differenz von Solltiefe zu mit dem IDM gemessener Kapillartiefe, ca. $2,5 \text{ mm}$. Der Regler bestimmte somit einen Stellwert für die Laserleistung von ca. $2,5 \text{ mm} \cdot 0,16 \text{ kW}/\text{mm} = 0,4 \text{ kW}$. Mit zunehmendem Proportionalanteil erkennt man eine deutliche Zunahme der Ausschläge im Tiefensignal, welches auf ein Schwingen des Systems hindeutet.

Bei der Einstellung von $K_P \geq 2,4 \text{ kW}/\text{mm}$, begannen die Tiefensignale deutlich zu schwingen womit die kritische Verstärkung erreicht wurde. Somit beträgt $K_{P,krit} = 2,4 \text{ kW}/\text{mm}$.

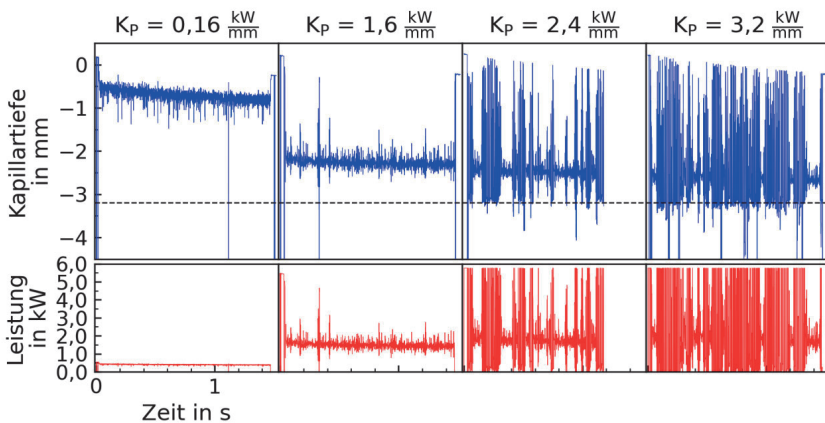


Bild 5.21: Kapillartiefen (blau) bei verschiedenen Proportionalanteilen (K_P), mit zugehöriger Laserleistung (rot). Die Solltiefe ist als gestrichelte Linie eingezeichnet.

Die, sich bei der kritischen Verstärkung einstellende, Schwingungsdauer wird kritische Schwingungsdauer T_{krit} genannt. Dazu wurde der zeitliche Abstand der Ausschläge in der Tiefenmessung von - 3,2 mm bis 0 mm gemessen, welcher $T_{krit} \approx 6$ ms beträgt.

Sind $K_{P,krit}$ und T_{krit} bekannt, lassen sich die Reglerparameter Proportionalanteil K_P und Integralanteil K_I nach [72] wie folgt bestimmen:

$$K_P = 0,45 \cdot K_{P,krit} \quad (5.10)$$

$$K_I = 0,53 \cdot \frac{K_{P,krit}}{T_{krit}} \quad (5.11)$$

Tabelle 5.1 zeigt die sich daraus ergebenden Reglerparameter.

Proportionalanteil	$K_P = 1,08 \frac{\text{kW}}{\text{mm}}$	$K_{P,krit} = 2,4 \frac{\text{kW}}{\text{mm}}$
Integralanteil	$K_I = 280 \frac{\text{kW}}{\text{mm} \cdot \text{s}}$	$T_{krit} = 6 \text{ ms}$

Tabelle 5.1: Durch die Methode nach Ziegler und Nichols ermittelte Reglerparameter.

Inwieweit die ermittelten Reglerparameter für das System geeignet sind und ein zuverlässiges Regeln der Einschweißtiefe durch Anpassung der Laserleistung möglich ist, wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

5.2.1 Test der Reglerparameter

Zum Test der Reglerparameter wurden Blindschweißungen durchgeführt und eine Soll-Einschweißtiefe vorgegeben.

Zur Evaluierung der Regelung wurden drei Kenngrößen für die Kapillartiefen- und die Nahttiefenmessung verwendet:

1. Die Differenz

$$\Delta dS_{IDM} = \overline{D_{IDM}} - D_{soll} \quad (5.12)$$

beziehungsweise

$$\Delta dS_{Naht} = \overline{D_{Naht}} - D_{soll} \quad (5.13)$$

der Kapillartiefe $\overline{D_{IDM}}$ beziehungsweise der Nahttiefe $\overline{D_{Naht}}$ zur Solltiefe D_{soll} .

2. Die mittlere Abweichung

$$\overline{ES}_{IDM} = \frac{\sum_{i=0}^{AM_{IDM}} |\Delta d_{i,IDM}|}{AM_{IDM} \cdot D_{soll}} \quad (5.14)$$

beziehungsweise

$$\overline{ES}_{Naht} = \frac{\sum_{i=0}^{AM_{Naht}} |\Delta d_{i,Naht}|}{AM_{Naht} \cdot D_{soll}} \quad (5.15)$$

von der Solltiefe zu der Kapillartiefe $\Delta d_{i,IDM}$ beziehungsweise zu der Nahttiefe $\Delta d_{i,Naht}$. AM ist die Anzahl der Messpunkte und D_{soll} die Solltiefe.

3. Die Standardabweichung σ der gemessenen Tiefe

$$\sigma_{IDM} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{AM_{IDM}} (D_{i,IDM} - \overline{D}_{IDM})^2}{AM_{IDM}}} \quad (5.16)$$

beziehungsweise

$$\sigma_{Naht} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{AM_{Naht}} (D_{i,Naht} - \overline{D}_{Naht})^2}{AM_{Naht}}} \quad (5.17)$$

der gemessenen Kapillar- beziehungsweise Nahttiefen.

Bild 5.22 zeigt oben die gemessene Tiefe und unten die vom Regler vorgegebene Leistung als Funktion der Zeit. Die gemessene Tiefe ist mit der blauen Linie gekennzeichnet und die schwarz gestrichelte Linie zeigt die eingestellte Solltiefe mit einem Streuband von $\pm 5\%$ (in Rot). Für die Evaluierung der Regelparameter wurde lediglich der Zeitbereich von 0,1 s bis 1,4 s während einer Schweißung (lila hinterlegter „ausgewerteter Bereich“) herangezogen.

Die Differenz ΔdS zwischen der mittleren gemessenen Tiefe und der Solltiefe im bewerteten Bereich der Schweißung (lila hinterlegter Bereich) beträgt bei diesem Beispiel $\Delta dS_{IDM} = 20\text{ }\mu\text{m}$, die Standardabweichung der Tiefe beträgt $\sigma_{IDM} = 140\text{ }\mu\text{m}$ und die relative Abweichung zu $\overline{ES}_{IDM} = 3,2\%$.

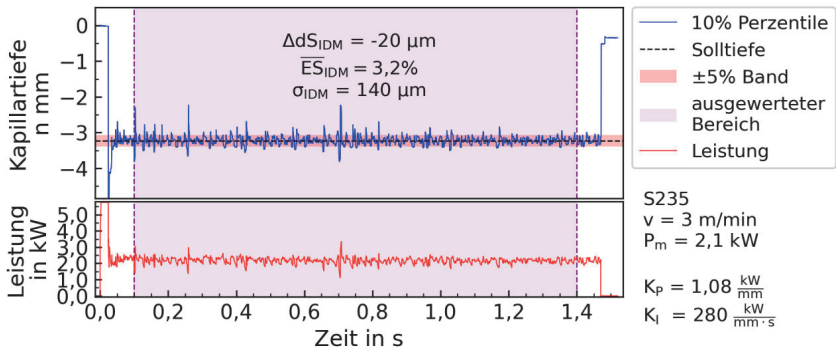


Bild 5.22: Gemessene Tiefe (oben) und geregelte Leistung (unten). Der beurteilte Bereich ist durch den lila eingefärbten Hintergrund gekennzeichnet.

Mit der hier ermittelten Differenz ΔdS_{IDM} zwischen der mittleren gemessenen Tiefe und der Solltiefe von $20\text{ }\mu\text{m}$ und einer Standardabweichung von $140\text{ }\mu\text{m}$ der geregelten Einschweißtiefe zeigen deutlich, dass die hier verwendeten Reglerparameter sinnvolle Ergebnisse liefern und zum Regeln der Einschweißtiefe herangezogen werden können.

Bei näherer Betrachtung des Start- und Endverhaltens der Schweißung in Bild 5.22 fällt auf, dass am Anfang ($0\text{ ms} < t < 0,05\text{ ms}$) ein starkes Überspringen der gemessenen Kapillartiefe auftritt, welches zum Beispiel mit der verzögernden Wirkung des Übergangs zum Tiefschweißen erklärt werden könnte. Damit diese Überspringer vermieden werden können, wurde für die weiteren Versuche eine Leistungsrampe von 50 ms zu Beginn und am Ende des Prozesses eingeführt, welche die Laserleistung auf ein vorher definiertes Niveau bringt und dann erst die Regelung startet.

Bild 5.23 zeigt eine Messung, bei der solche Leistungsrampen angewendet wurden. Es tritt kein Überspringen zu Beginn des Prozesses auf und die Tiefe wird konstant gehalten. Wie auch ohne Rampen, weicht der Mittelwert der Tiefen nur $20\text{ }\mu\text{m}$ von der Solltiefe ab. Die Messwerte haben eine mittlerer Abweichung zu der Solltiefe von $2,9\text{ }\%$ und eine Standardabweichung von $126\text{ }\mu\text{m}$.

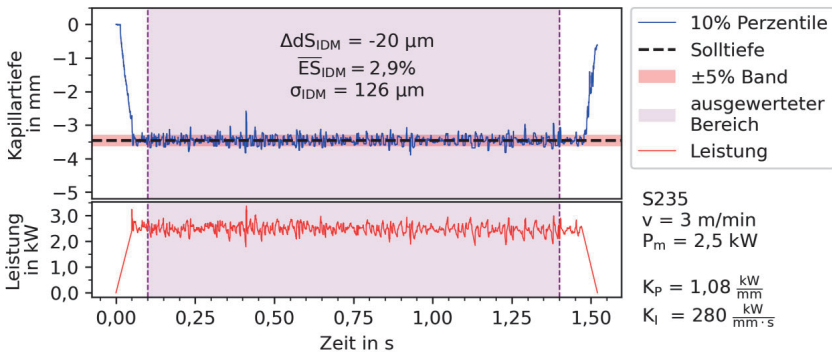


Bild 5.23: Geregelter Schweißung mit Leistungsrampen zu Beginn und Ende des Prozesses.

Mit den Reglerparametern $K_P = 1,08 \frac{\text{kW}}{\text{mm}}$ und $K_I = 280 \frac{\text{kW}}{\text{mm} \cdot \text{s}}$, sowie Rampen zu Beginn und Ende des Prozesses kann eine Schweißung in Stahl mit einem mittleren Abweichung von weniger als $3\text{ }\%$ auf eine Solltiefe geregelt werden. Durch die Rampe zu Beginn kann das Überspringen vermieden werden und der Prozess startet nach der Rampe in der richtigen Tiefe.

5.2.2 Leistungs- und Tiefenänderung

Wie bereits in Abschnitt 5.1.7 erwähnt, sollte der hier verwendete PI-Regler möglichst nur Leistungsänderungen mit einer Rate im Bereich von -1 kW/ms bis $+1 \text{ kW/ms}$ einstellen, um im Bereich der linearen Abhängigkeit von der Tiefenänderungsrate von der Leistungsänderungsrate zu bleiben. Aus diesem Grund wurden die vom Regler angeforderten Leistungsänderungen und die resultierenden Tiefenänderungen aufgezeichnet, um sicherzustellen, dass diese sich in den gewünschten Grenzen bewegen. Werden die Verteilungen der Tiefenänderungsraten und Leistungsänderungsraten wie in Bild 5.24 aufgetragen, zeigt sich, dass im wesentlichen Tiefenänderungsraten im Bereich von -2 mm/ms bis 2 mm/ms erzielt werden und die Leistungsänderungsraten sich zu 96 % im Bereich von -1 kW/ms bis 1 kW/ms bewegen. Somit konnte hiermit bestätigt werden, dass der verwendete PI-Regler für die Regelung der Einschweißtiefe herangezogen werden kann.

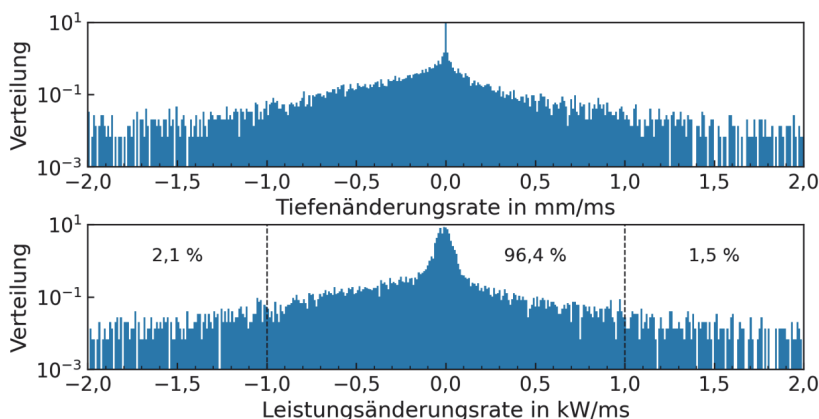


Bild 5.24: Verteilung der Tiefenänderungsraten und Leistungsänderungsraten. Der Regler arbeitet größtenteils im linearen Bereich der in Bild 5.19 gezeigten Tiefen- und Leistungsänderungsraten. Parameter: S235, $P_M = 2,5 \text{ kW}$, $v = 3 \text{ m/min}$, $K_p = 1,08 \text{ kW/mm}$, $K_I = 280 \text{ kW}/(\text{mm} \cdot \text{s})$.

5.3 Evaluation der Regelung

Ziel der Regelung der Kapillar- und Nahttiefe ist es, einen zuvor eingestellten zeitlichen Tiefenverlauf möglichst nahe zu kommen, Tiefenschwankungen zu reduzieren und so eine Verbesserung gegenüber einer unregelten Schweißung bezüglich der Kapillarbeziehungsweise Nahttiefe zu erreichen. Um den hier eingesetzten Regelkreis hinsichtlich des erzeugten zeitlichen Tiefenverlaufs und dem Ausgleich von Tiefenschwankungen zu evaluieren, wurden jeweils die Abweichungen der Ist- von der Solltiefe, wie in Abschnitt 5.2.1 definiert, verglichen und bewertet. Die Ergebnisse der Bewertung werden in den nachfolgenden Abschnitten detailliert diskutiert.

5.3.1 Kapillartiefe bei geregelter Laserleistung

Um die verwendete Regelung der Kapillartiefe zu bewerten, wurden die erzielten Einschweißtiefen von Schweißungen bei aktiver mit jenen bei inaktiver Regelung verglichen. Die Ergebnisse dieser Vergleiche werden im Folgenden diskutiert. Bei den Versuchen ohne Regelung wurde die Leistung so eingestellt, dass diese der mittleren Leistung der Versuche mit Regelung entsprachen.

Bild 5.25 zeigt den Vergleich der erzielten Einschweißtiefen mit und ohne Regelung für Stahl (S235). Die blaue Kurve zeigt die gemessene Kapillartiefe. Die gestrichelte schwarze Gerade zeigt die Solltiefe mit einem 5 % Toleranzband in Rot. Die Auswertung der erzielten Einschweißtiefen mit und ohne Regelung erfolgt im lila hinterlegten Zeitbereich (ohne Leistungsrampe zu Beginn und am Ende des Schweißprozesses, wie es bereits in Abschnitt 5.2.1 diskutiert wurde).

Im geregelten Fall (links) weicht die mittlere Tiefe lediglich 15 μm von der eingestellten Solltiefe ab. Die mittlere Abweichung \overline{ES}_{IDM} beträgt 4 % und die Tiefen selbst schwanken mit einer Standardabweichung von 121 μm . Wird die Regelung deaktiviert (rechts) und bei 1,4 kW mittlerer Leistung geschweißt, stellt sich eine konstante Abweichung zur Solltiefe von ca. 190 μm ein und die mittlere Abweichung steigt auf 9 % an. Die Tiefen selbst schwanken mit einer Standardabweichung von 94 μm . Die Tatsache, dass bei gleicher mittlerer Leistung die Kapillartiefe größer wird, ist möglicherweise auf die in Abschnitt 5.1.5 gezeigte Hysterese zurückzuführen. Eine Leistungsreduktion kann zu einer überproportionalen Abnahme der Kapillartiefe führen, welche nicht durch eine vom Betrag gleich hohe Leistungssteigerung

aufgewogen werden kann. Somit kann die mittlere Kapillartiefe bei gleicher Leistung sinken, wenn die Regelung aktiv ist.

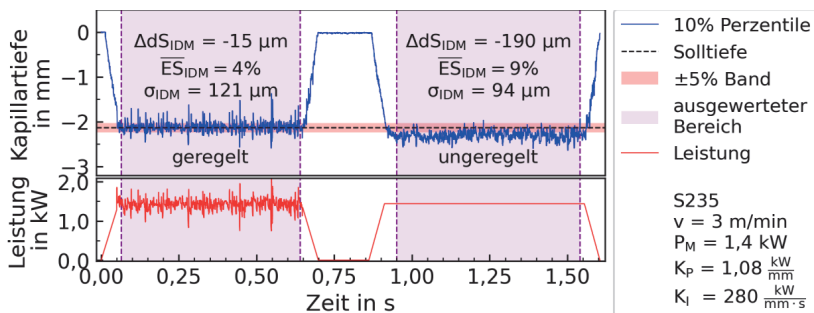


Bild 5.25: Tiefenmessung (oben) eines geregelt Schweißprozesses (links) und eines ungeregelten Schweißprozesses (rechts) mit den entsprechend eingestellten Leistungen (unten). Stahl (S235), $P_M = 1,4 \text{ kW}$, $v = 3 \text{ m/min}$, $K_P = 1,08 \text{ kW/mm}$, $K_I = 280 \text{ kW/(mm} \cdot \text{s)}$.

Es lässt sich also festhalten, dass der in Abschnitt 5.1 eingeführte Regler bei einer Blindschweißung in Stahl mit den in Abschnitt 5.2 gezeigten Reglerparametern die Kapillartiefe auf $15 \mu\text{m}$ genau auf einer Vorgabetiefe halten kann. Im Folgenden werden die Ergebnisse mit andere Materialien und anderen Stoßkonfigurationen vorgestellt und diskutiert.

Ein weit verbreiteter und demnach wichtiger Anwendungsfall in der Automobilindustrie ist das Verschweißen zweier verzinkter Stahlbleche im Überlappstoß. Aus diesem Grund wurde die hier entwickelte Regelung der Einschweißtiefe auf den beschriebenen Fall angewendet und bewertet. Hierzu wurden Schweißungen von verzinkten Stahlblechen mit einer Dicke $1,8 \text{ mm}$ in Überlappkonfiguration mit und ohne Regelung durchgeführt.

Die erzielten Tiefen sind in Bild 5.26 dargestellt. Mit Hilfe der Regelung (Bild 5.26 links) konnte die Kapillartiefe im Mittel auf $5 \mu\text{m}$ genau gehalten werden, bei einer Standardabweichung von $82 \mu\text{m}$ und eine mittlere Abweichung von $2,8 \%$.

Die Verbesserung gegenüber dem ungeregelten Prozess sind bei diesen Versuchen als eher geringfügig einzustufen, jedoch herrschten hier identische Randbedingungen, da die Schweißungen unmittelbar nacheinander auf der gleichen Probe durchgeführt wurden. Im Karosseriebau, in welchem diese Bleche üblicherweise eingesetzt werden, gibt es aufgrund des Umformprozesses Lagetoleranzen im Millimeterbereich, welche den

Prozess beeinflussen können. Diese und andere Störgrößen, wie der thermische Fokus-shift in der Bearbeitungsoptik, können von Prozess zu Prozess zu unterschiedlichen Bedingungen führen, was mittels einer Regelung kompensiert werden kann. Durch die geringe Abweichung zur Solltiefe können mit dieser Regelung verzinkte Bleche so miteinander verschweißt werden, dass nur das obere Blech durchgeschweißt und in das untere Blech eingeschweißt wird.

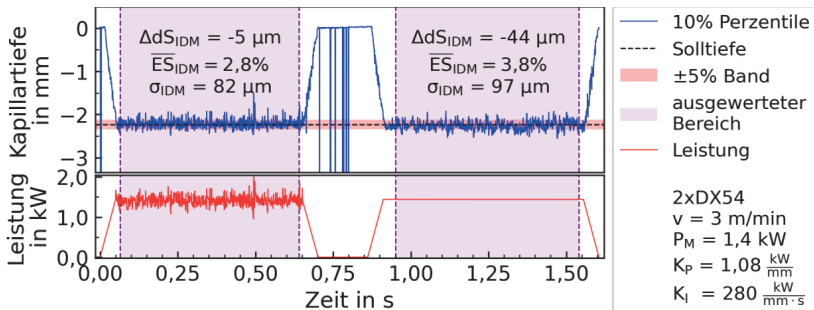


Bild 5.26: Tiefenmessung (oben) eines geregelten Schweißprozesses (links) und eines ungeregelten Schweißprozesses (rechts) mit den entsprechend eingestellten Leistungen (unten). 2 x Verzinkter Stahl (DX54) im Überlappstoß, $P_M = 1,4 \text{ kW}$, $v = 3 \text{ m/min}$, $K_P = 1,08 \text{ kW/mm}$, $K_I = 280 \text{ kW/(mm s)}$.

Der Vergleich der gemessenen Kapillartiefen für Blindschweißungen in Edelstahl ist in Bild 5.27 dargestellt. Mittels der Regelung (Bild 5.27 links) lässt sich die Tiefe auf $10 \mu m$ genau einstellen. Ohne Regelung beträgt die Abweichung $70 \mu m$. Die Schwankung der Tiefe liegt in beiden Fällen bei ca. $100 \mu m$ und die mittlere Abweichung sinkt von $3,3 \%$ auf $2,6 \%$ bei aktiver Regelung. Auch hier kann mit der Regelung demnach eine stabilere Einschweißtiefe erzielt werden.

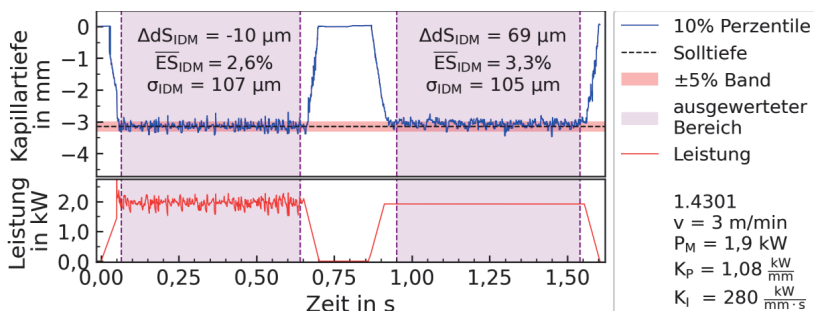


Bild 5.27: Tiefenmessung (oben) eines geregt Schweißprozesses (links) und eines ungeregt Schweißprozesses (rechts) mit den entsprechend eingestellten Leistungen (unten). Edelstahl (1.4301), $P_M = 1,9 \text{ kW}$, $v = 3 \text{ m/min}$, $K_P = 1,08 \text{ kW/mm}$, $K_I = 280 \text{ kW/(mm s)}$.

Wie bereits in Abschnitt 3.2 gezeigt, unterliegen die gemessenen Tiefen beim Werkstoff Aluminium einer hohen Streuung. Dies hat bei aktiver Regelung zur Folge, dass die vom Regler angeforderte Laserleistung ebenfalls sehr stark schwankt.

Dieses Verhalten ist in Bild 5.28 beim Vergleich einer geregelten (links) zu einer ungeregelten (rechts) Blindschweißung in Aluminium klar ersichtlich.

Das Tiefensignal ist sehr rauschbehaftet, schwankt also sehr stark. Dennoch konnte mit der Regelung eine wesentlich geringere Streuung der Messwerte der mittleren Tiefe erzielt werden. Die mittlere Abweichung von der Solltiefe zu der Isttiefe konnte hier von $-760 \mu\text{m}$ auf $30 \mu\text{m}$ bei in etwa gleicher Standardabweichung reduziert werden.

Es konnte somit gezeigt werden, dass mit der entwickelten Regelung eine wesentlich homogenere Kapillartiefe und demnach eine wesentlich homogenere Einschweißtiefe im Vergleich zum ungeregelten Fall erzielt werden kann.

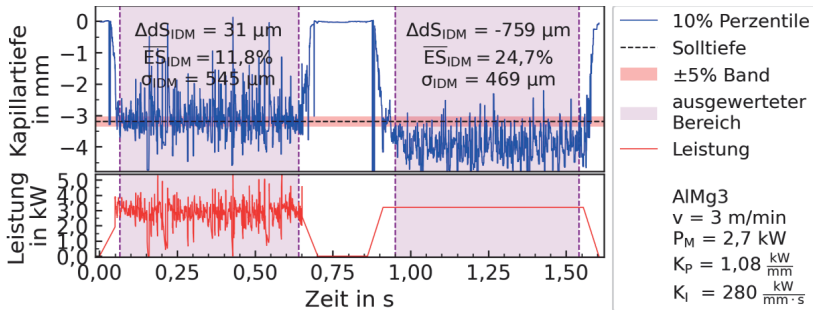


Bild 5.28: Tiefenmessung (oben) eines geregelt Schweißprozesses (links) und eines ungeregelten Schweißprozesses (rechts) mit den entsprechend eingestellten Leistungen (unten). Aluminium (AlMg3), $P_M = 2,7 \text{ kW}$, $v = 3 \text{ m/min}$, $K_P = 1,08 \text{ kW/mm}$, $K_I = 280 \text{ kW/(mm} \cdot \text{s)}$.

Auch beim Schweißen von Kupfer unterliegen die gemessenen Tiefen großen Schwankungen, wie das aus dem Vergleich zwischen einer geregelten und einer ungeregelten Schweißung in Kupfer (Cu-DHP) in Bild 5.29 hervor geht. Trotz der großen Schwankungen weicht die mittlere Tiefe bei aktiver Regelung nur um $18 \mu m$ von der Solltiefe ab. Bei inaktiver Regelung und gleicher mittlerer Leistung schwankt die Kapillartiefe stärker und die Solltiefe wird nur mit einer Abweichung von ca. $200 \mu m$ erreicht.

Trotz des sehr instabilen Schweißprozesses in Kupfer und der damit verbundenen hohen Schwankung der Kapillartiefe konnte auch hier mit der Regelung eine Reduktion der Abweichung von Soll- zu Isttiefe erreicht werden.

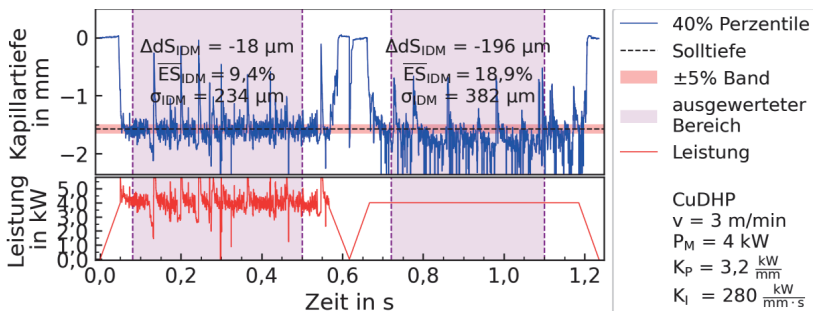


Bild 5.29: Tiefenmessung (oben) eines geregelt Schweißprozesses (links) und eines ungeregelten Schweißprozesses (rechts) mit den entsprechend eingestellten Leistungen (unten). Kupfer (CuDHP), $P_M = 4 \text{ kW}$, $v = 3 \text{ m/min}$, $K_P = 3,2 \text{ kW/mm}$, $K_I = 280 \text{ kW/(mm} \cdot \text{s)}$.

In Tabelle 5.2 sind die in Abschnitt 5.2.1 eingeführten Bewertungsmetriken für die unterschiedlichen Werkstoffe für den geregelten und den ungeregelten Prozess zusammengefasst. In allen gezeigten Beispielen ist die Differenz der mittleren gemessenen Tiefe zur Solltiefe (ΔdS_{IDM}) bei aktivierter Regelung geringer als bei inaktiver Regelung. Dies reicht von einer Verringerung der Differenz um den Faktor 7 (Edelstahl) bis zum Faktor 24 (Aluminium). Die mittlere Abweichung \overline{ES}_{IDM} kann um bis zu 50% verringert werden und die Streuung σ_{IDM} bleibt nahezu unverändert.

Mat.	P_M	v	K_P	K_I	geregelt			ungeregelt		
					ΔdS_{IDM}	\overline{ES}_{IDM}	σ_{IDM}	ΔdS_{IDM}	\overline{ES}_{IDM}	σ_{IDM}
Einheit	W	$\frac{m}{min}$	$\frac{kW}{mm}$	$\frac{kW}{mm \cdot s}$	μm	–	μm	μm	–	μm
S235	1,4	3	1,08	280	-15	4 %	121	-190	9 %	94
DX54	1,4	3	1,08	280	-5	2,8 %	82	-44	3,8 %	97
1.4301	1,9	3	1,08	280	-10	2,6 %	107	69	3,3 %	105
AlMg3	2,7	3	1,08	280	31	11,8 %	545	-759	24,7 %	469
CuDHP	4	3	3,2	280	-18	9,4 %	234	-196	18,9 %	382

Tabelle 5.2: Übersicht der erzielten Werte bei der Regelung der Kapillartiefe.

Somit lässt sich mittels Regelung die Tiefe der Kapillare genauer einstellen als mit der gleichen mittleren Leistung ohne Regelung.

5.3.2 Nahttiefe bei geregelter Laserleistung

Inwieweit sich die Kapillartiefe und eine Regelung der Kapillartiefe (wie sie im vorangegangenen Abschnitt diskutiert wurde) auf die erzeugte Nahttiefe auswirkt, wird in diesem Abschnitt gezeigt. Beispielhaft wurde hierfür eine Schweißung von zwei 4 mm dicken Baustahl-Blechen (S235) im Überlappstoß gewählt. Ziel beim Verschweißen der beiden Fügepartner war es eine Soll-Einschweißtiefe bezogen auf die Oberkante des Oberblechs von 5 mm zu erzielen, so dass eine sichere Anbindung des Unterblechs gewährleistet ist. Bild 5.30 zeigt die durch den Längsschliff ermittelte Tiefe (schwarze Linie) und die gemessene Tiefe (blaue Linie) der ungeregelten Schweißung, wobei die violetten gestrichelten Linien den ausgewerteten Bereich eingrenzen. Im Bewertungsbereich hat die mittlere Nahttiefe eine Differenz von $\Delta dS_{Naht} = 207 \mu m$ zur gewünschten Einschweißtiefe. Dies entspricht einer mittleren Abweichung von $\overline{ES}_{Naht} = 2,1 \%$.

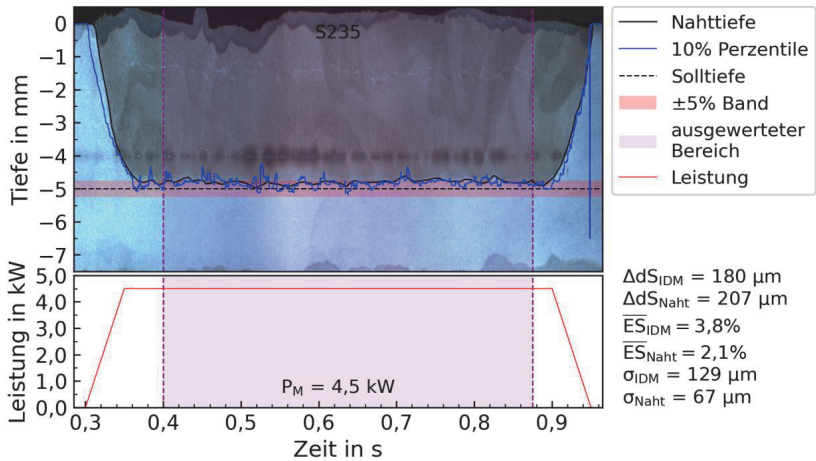


Bild 5.30: Anwendungsbeispiel Überlappstoß S235 (2 x 4 mm), Leistung unregelt mit $P_M = 4,5 \text{ kW}$, $v = 4 \text{ m/min}$. Oben: Gemessener Tiefenverlauf (blau) und Nahttiefe (schwarz) überlagert auf dem Längsschliff. Unten: Verlauf der Leistung.

Bild 5.31 zeigt die Ergebnisse bei eingeschalteter Regelung der Laserleistung. Dabei ließ sich im Vergleich zur unregulierten Schweißung die Differenz von mittlerer Nahttiefe zur Solltiefe auf $\Delta dS_{Naht} = 26 \mu\text{m}$ und die mittlere Abweichung auf $\overline{ES}_{Naht} = 1,9\%$ reduzieren. Bemerkenswert ist, dass durch die Regelung die benötigte Laserleistung zum Erreichen der Einschweißtiefe um 200 W reduziert wurde.

Eine mögliche Erklärung hierfür liegt in dem in Bild 5.31 deutlich sichtbaren Spalt bei einer Tiefe von -4 mm von ca. $200 \mu\text{m}$. Die Solltiefe bezieht sich auf den Abstand von der Oberseite des oberen Blechs bis zum Nahtgrund und beinhaltet somit den Spalt zwischen den Blechen. Da zur Überbrückung des Spaltes wahrscheinlich kaum Leistung notwendig ist, fällt die mittlere benötigte Leistung geringer aus.

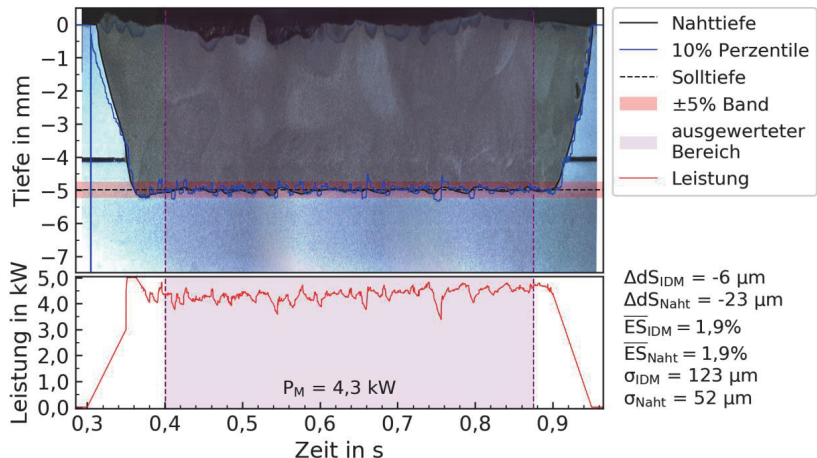


Bild 5.31: Anwendungsbeispiel Überlappstoß S235 (2 mm x 4 mm), Leistung geregelt mit $P_M = 4,3 \text{ kW}$, $v = 4 \text{ m/min}$, $K_p = 1,08 \text{ kW/mm}$, $K_f = 280 \text{ kW/(mm s)}$. Oben: Gemessener Tiefenverlauf (blau) und Nahttiefe (schwarz) überlagert auf dem Längsschliff. Unten: Verlauf der Leistung.

Die Regelung der Nahttiefe bei Schweißungen in Aluminium (AlMg3) gestaltet sich zu solchen in Stahlwerkstoffen aufgrund des generell instabileren Schweißprozesses im Vergleich dagegen wesentlich schwieriger. In Bild 5.32 ist der resultierende Längsschliff einer Schweißung in Aluminium mit aktivierter Regelung dargestellt. Im Mittel kann die Kapillartiefe auf $1\text{ }\mu\text{m}$ konstant gehalten werden, jedoch weicht die erzielte Nahttiefe lokal deutlich von der gewünschten Zieltiefe ab, was sich in einer mittleren Abweichung von $7,9\%$ niederschlägt.

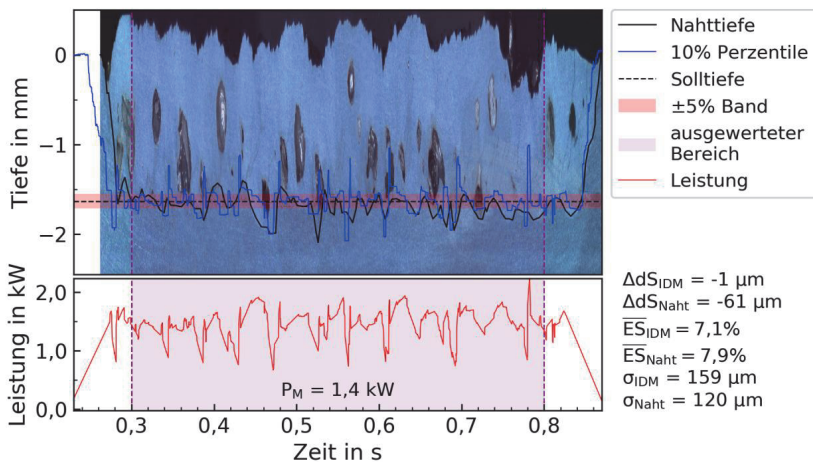


Bild 5.32: Anwendungsbeispiel Überlappstoß AlMg3 (2 mm x 1,7 mm), $P_M = 1,5\text{ kW}$, $v = 4\text{ m/min}$, $K_P = 1,08\text{ kW/mm}$, $K_I = 280\text{ kW}/(\text{mm s})$.

5.4 Schlussfolgerung zur Regelung der Kapillar- und Nahttiefe

Es konnte anhand verschiedener Beispiele gezeigt werden, dass eine Regelung der Laserleistung auf Basis der mit dem IDM ermittelten Kapillartiefe und dem integrierten PI-Regler möglich ist und Vorteile gegenüber einer unregelmäßigen Schweißung bietet. Wie in Tabelle 5.2 gezeigt, wird die Differenz der mittleren Kapillartiefe zur Solltiefe ΔdS_{IDM} mit Hilfe der Regelung um den Faktor 7 beim Schweißen von Edelstahl und bis zu einem Faktor 24 beim Schweißen von Aluminium verringert. Auch die mittlere Abweichung der Kapillartiefe zur Solltiefe $\overline{ES_{IDM}}$ wird um bis zum 50 % reduziert. Die Streuung der gemessenen Kapillartiefen σ_{IDM} zwischen geregelter und unregelter Schweißung unterscheidet sich kaum. Dies deutet darauf hin, dass die Kapillartiefenschwankungen durch die Regelung nicht beeinflusst wurden.

Von den fünf untersuchten Werkstoffen konnten bei den drei Stahlwerkstoffen die geringsten Differenzen zum Sollwert und mittleren Abweichungen erreicht werden. Bei den zwei anderen Werkstoffen (Kupfer und Aluminium) ist eine deutliche Verbesserung mittels Regelung erzielbar, jedoch streut die gemessene Kapillartiefe deutlich mehr als bei den Stahlwerkstoffen.

Bei der Regelung der Nahttiefe konnte eine Verbesserung mittels Regelung gezeigt werden. Die Differenz von Naht- zu Solltiefe konnte beim Verschweißen von zwei verzinkten Stahlblechen um fast einen Faktor 8 von $\Delta dS_{Naht} = 207 \mu\text{m}$ auf $\Delta dS_{Naht} = 26 \mu\text{m}$ reduziert werden.

Die zu Beginn aufgestellte Hypothese kann somit bestätigt werden. Die Kapillar- und Nahttiefe können mittels optischer Pfadlängenmessung geregelt werden.

6 Zusammenfassung

Mit der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass mittels der optischen Kohärenzttopografie (OCT) die Kapillar- und Nahttiefe beim Laserstrahliefschweißen gemessen und geregelt werden kann. Dazu wurden in dieser Arbeit die Randbedingungen einer zuverlässigen Tiefenmessung abgeleitet, die Tiefenmessung verifiziert und potenzielle Anwendungsgebiete in Form einer Tiefenregelung anhand der Laserleistung aufgezeigt.

Mit der optischen Kohärenzttopografie wird eine optische Pfadlänge gemessen, welche von der geometrischen Pfadlänge sowie dem Brechungsindex entlang dieses Pfades abhängig ist. Dabei konnte anhand einer Beispielrechnung gezeigt werden, dass durch eine Änderung des Brechungsindex innerhalb der Messstrecke die gemessene Kapillartiefe um $38\text{ }\mu\text{m}$ von der echten Kapillartiefe abweichen kann. Zur Evaluierung der mit der geometrischen Pfadlänge ermittelten Kapillartiefe wurde ein zweidimensionaler Raytracing-Algorithmus entwickelt. Dieser berechnet für viele einzelne Teilstrahlen die Propagationspfade durch eine vorgegebene zweidimensionale Geometrie. Damit konnten die zurückgelegten Pfadlängen und im Strahl verbleibenden Intensitäten von Eintritt bis Austritt aus einer Kapillargeometrie berechnet werden. Daraus wurde dann eine theoretisch mittels OCT messbare Tiefe für diese Geometrie berechnet und mit der echten Tiefe dieser Geometrie verglichen. Für einfache Modellgeometrien betrug die Abweichung weniger als 1 %. Bei echten, aus Röntgenbildern extrahierten Kapillargeometrien blieb die Abweichung unter 5 %. Es konnte somit nachgewiesen werden, dass aus der geometrischen Pfadlänge die Kapillartiefe ermittelt werden kann.

Die Korrelation zwischen aus online-Röntgenvideoaufnahmen extrahierten Kapillartiefen mit Kapillartiefen, die mittels OCT gemessen wurden, ergab bei den Werkstoffen Aluminium, Stahl und Kupfer eine sehr gute Übereinstimmung.

Basierend auf der Annahme, dass die Nahttiefe stark mit der gemessenen Kapillartiefe korreliert, wird in dieser Arbeit eine Methode zur Bestimmung der Nahttiefe aus der OCT-Tiefenmessung vorgestellt. Da jedoch nicht jeder Messpunkt der OCT für die Nahttiefenbestimmung relevant ist, wurde ein zweistufiges Verfahren entwickelt: In der ersten Stufe wird die Tiefenmessung aufbereitet, indem die Messpunkte in Rauschen

und nutzbare Messpunkte unterteilt werden. Dazu wurde die Wahrscheinlichkeit dafür berechnet, dass ein Messpunkt eher dem Rauschen oder dem Nutzsignal zuzuordnen ist. Bei einem Wert der Rauschwahrscheinlichkeit unter 10^{-5} wurde der Punkt als nutzbare Messung bewertet. In der zweiten Stufe wurde auf die nutzbaren Messwerte anschließend ein Perzentil-Filter angewendet, dessen Parameter Fensterlänge und Perzentile durch den Abgleich mit Längsschliffen evaluiert und optimiert wurden. Durch die vorherige Aufbereitung der Daten konnten bei fast allen Versuchskonfigurationen die gleichen Filterparameter (Fensterlänge 5 ms bis 20 ms und Perzentile 2 % bis 5 %) verwendet werden. Der mittlere Fehler war in allen durchgeführten Versuchen kleiner als 5 % und konnte durch eine Optimierung der Fensterlänge auf unter 2,5 % gesenkt werden.

Um die erhaltenen Messwerte der Kapillartiefe für eine spätere Regelung der Kapillartiefe nutzen zu können, wurde das Verhalten der Kapillartiefe infolge von Änderungen der vorgegebenen Laserleistung bewertet. Um die Reaktion der Kapillartiefe auf eine Änderung der Laserleistung zu quantifizieren, wurde der Laserstrahl-tiefschweißprozess mit drei verschiedenen Formen der Leistungsmodulation beaufschlagt. Mittels einer sinusförmigen Leistungsmodulation wurde der Frequenzgang bestimmt und mittels einer Sprung- und Rampenmodulation die Sprung- und Rampenantwort ermittelt. Aus den Messungen konnte der zeitliche Verlauf der Kapillartiefe als Reaktion auf eine Änderung der Laserleistung abgeleitet werden. Es wurde gezeigt, dass die Tiefe als Funktion der Leistung einer Hysterese unterliegt, welche mit schneller werdender zeitlicher Leistungsänderung stärker ausgeprägt ist. Auf eine zeitliche Änderung der Laserleistung im Bereich von ± 1 kW/ms erfolgt eine nahezu lineare Reaktion der zeitlichen Tiefenänderung von $\pm 0,5$ mm/ms. Wird die Leistung schneller erhöht, kann die Tiefe nicht mehr folgen. Dabei konnte festgestellt werden, dass sich die Tiefe bei einem Sprung zu mehr Leistung nicht schneller als 2 mm/ms ändert. Wird die Leistung schneller als mit -2 kW/ms reduziert nimmt die Kapillartiefe dagegen überproportional schnell ab und erreicht eine zeitliche Tiefenänderungsrate von bis zu 6 mm/ms.

Aus dem ermittelten Frequenzgang konnte abgeleitet werden, dass sich das System aus Laserleistung und Kapillartiefe ähnlich zu einem PT_1 -System verhält und somit in weiten Bereichen mit einem PI-Regler geregelt werden kann. Die Regelparameter wurden mit der Methode nach Ziegler-Nichols ermittelt und ergab einen Proportionalanteil $K_p = 1.08$ kW/mm und einen Integralanteil $K_I = 280$ kW/(mm.ms). Die Wirksamkeit dieser Regelung wurde unter der Verwendung der Materialien Kupfer, Aluminium, Stahl, Edelstahl und verzinktem Stahl gezeigt, wobei im Wesentlichen die Differenz von mittlerer Tiefe zu Solltiefe sowie die mittlere Abweichung verringert wurden.

Maßgeblich für eine erfolgreiche Regelung ist ein generell stabiler Schweißprozess mit geringen geometrischen und zeitlichen Änderungen der Kapillare und einer geringen Anzahl an Nahtdefekten.

Die eingangs aufgestellte Arbeitshypothese

„Mittels optischer Pfadlängenmessung kann die Kapillartiefe und daraus die Nahttiefe bestimmt und geregelt werden.“

konnte somit bestätigt werden.

Die in der vorliegenden Arbeit gezeigten Ergebnisse können als Basis zur Messung und Regelung der Kapillar- und damit der Einschweißtiefe beim Laserstrahltiefschweißen dienen. Dabei liefert diese Arbeit die Grundlagen, um die Tiefenmessung mittels OCT während des Laserstrahltiefschweißens in die industrielle Anwendung zu bringen. Die theoretische und experimentelle Verifikation der gemessenen Tiefe hat gezeigt, dass mittels OCT die Kapillartiefe und Nahttiefe ermittelt werden kann und einen klaren Mehrwert bei der Qualitätssicherung von Laserstrahlschweißungen bietet. Die Regelung der Einschweißtiefe kann zur schnelleren Parameterfindung in der Prozessentwicklung und auch zum dauerhaften Einsatz in der Produktionslinie zur Qualitätssicherung genutzt werden. Sie kann in beiden Fällen dazu beitragen die Produktivität zu erhöhen, den Ausschuss zu verringern und somit die Kosten zu reduzieren.

7 Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] Reiner Ramsayer, "Process monitoring & control for laser beam welding of copper materials," AKL - International Laser Technology Congress, Mai. 2018. Aachen. Fraunhofer Institut für Lasertechnik ILT
- [2] P. G. Klemens, "Heat balance and flow conditions for electron beam and laser welding," *Journal of Applied Physics*, vol. 47, no. 5, pp. 2165–2174, 1976. [<https://doi.org/10.1063/1.322866>]
- [3] "LDD-700: In-line Scanning Weld Monitor," Okt. 2018.
- [4] J.-P. Weberpals, P. Stritt, R. Weber, C. Thiel, F. Abt, and A. Michalowski, "Verfahren zum Bestimmen einer Bearbeitungstiefe einer lasergestützten Materialbearbeitung" DE102014007074.
- [5] A. J. Birnesser, *Prozessregelung beim Laserstrahlschweißen*. München: Utz Verlag, 2011.
- [6] R. Lahdo, O. Seffer, S. Kaierle, and L. Overmeyer, "In-process control of penetration depth for high-power laser welding of thick dissimilar joints of steel and aluminum," in *Proceedings of ICALEO 2018*, 2018.
- [7] F. Abt, A. Blug, and L. Nicolosi, *Analoge Bildverarbeitung mit Cellularen Neuralen Netzen (CNN) zur Regelung laserbasierter Schweißprozesse - ACES.: Abschlussbericht zum Projekt ACES gefördert von der Baden-Württemberg Stiftung*. Stuttgart, Freiburg, Dresden, 2011.
- [8] J. Müller-Borhanian, Ed, *Integration optischer Messmethoden zur Prozesskontrolle beim Laserstrahlschweißen (INESS): Abschlussbericht zum Verbundprojekt, Teil des Rahmenkonzeptes "Forschung für die Produktion von morgen"*. München: Utz Verlag, 2005.
- [9] H. Wölfelschneider and M. Boley, *Hybrid-Nahbereichsprofilometrie zur Vermessung von Laserprozessen - Öffentlich gefördertes Projekt der BW-Stiftung: NaproLas*, 2014.
- [10] F. Dorsch, T. Harrer, P. Haug, and S. Plasswich, "Process control using capillary depth measurement," in *Laser Institute of America (Hg.) 2016 – Proceedings of ICALEO 2016*
- [11] J. J. Blecher, C. M. Galbraith, C. van Vlack, T. A. Palmer, J. M. Fraser, Webster, Paul J. L, and T. DebRoy, "Real time monitoring of laser beam welding keyhole depth by laser interferometry," *Science and Technology of Welding and Joining. Volume 19, Issue 7*, vol. 19, no. 7, pp. 560–564, 2014. [<https://doi.org/10.1179/1362171814Y.0000000225>]
- [12] M. Kogel-Hollacher, S. André, and T. Beck, "Low-coherence interferometry in laser processing: a new sensor approach heading for industrial applications," in *Interferometry XIX*, 2018, p. 1074912.
- [13] T. Bautze, "Keyhole Depth is just a Distance," *LTI*, vol. 11, no. 4, pp. 39–43, 2014. [<https://doi.org/10.1002/latj.201400040>]
- [14] M. Kogel-Hollacher, M. Schoenleber, J. Schulze, and J. F. Pichot, "Inline measurement for quality control from macro to micro laser applications," in *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XXII: SPIE*, 2017, 100910H. [<https://doi.org/10.1117/12.2255824>]
- [15] M. Kogel-Hollacher and B. Schürmann, "Bearbeitungsoptik zum Remote-Schweißen mit integrierter Sensorik," in *Projekt RoFaLas, Münchener Kolloquium*, 2008.

- [16] Webster, Paul J. L, M. S. Muller, and J. M. Fraser, "High speed in situ depth profiling of ultrafast micromachining," *Opt. Express*, vol. 15, no. 23, p. 14967, 2007. [https://doi.org/10.1364/OE.15.014967]
- [17] Webster, Paul J. L, B. Y. C. Leung, J. X. Z. Yu, M. D. Anderson, T. P. Hoult, and J. M. Fraser, "Coaxial real-time metrology and gas assisted laser micromachining: process development, stochastic behavior, and feedback control," in *MOEMS-MEMS: SPIE*, 2010, p. 759003. [https://doi.org/10.1117/12.842409]
- [18] Paul J. L. Webster, Joe X. Z. Yu, Ben Y. C. Leung, Mitchell D. Anderson, Victor X. D. Yang, and James M. Fraser, "In situ 24 kHz coherent imaging of morphology change in laser percussion drilling," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 5, pp. 646–648, 2010. [https://doi.org/10.1364/OL.35.000646]
- [19] M. Wiesner, J. Ihlemann, H. H. Müller, E. Lankenau, and G. Hüttmann, "Optical coherence tomography for process control of laser micromachining," (eng), *The Review of scientific instruments*, vol. 81, no. 3, p. 33705, 2010. [https://doi.org/10.1063/1.3356080]
- [20] M. Miyagi, Y. Kawahito, H. Kawakami, and T. Shoubu, "Dynamics of solid-liquid interface and porosity formation determined through x-ray phase-contrast in laser welding of pure Al," *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 250, pp. 9–15, 2017. [https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2017.06.033]
- [21] Precitec, *Schweißkopf YW52*. Verfügbar unter: <https://www.precitec.de/produkte/fuegetechnologie/bearbeitungskoepe/yw52/> (2019, Jan. 06).
- [22] Precitec, *Precitec IDM*. Verfügbar unter: <http://www.precitec.de/produkte/fuegetechnologie/prozessueberwachung/precitec-idm/> (2018, Jul. 10).
- [23] Trumpf GmbH + Co. KG, *TruDisk Scheibenlaser*. Verfügbar unter: https://www.trumpf.com/de_DE/produkte/laser/scheibenlaser/trudisk/ (2019, Jan. 06).
- [24] Laserline GmbH, *LDF-Serie mit Strahlkonverter – Brillante Diodenlaser: LDF 4008*. Verfügbar unter: <https://www.laserline.com/de-int/ldf-serie-mit-strahlkonverter/> (2019, Jan. 06).
- [25] F. Abt, *Bildbasierte Charakterisierung und Regelung von Laserschweißprozessen*. München: Herbert Utz Verlag, Wissenschaft, 2017.
- [26] W. S. Rasband, *ImageJ*. Bethesda, Maryland: U. S. National Institutes of Health, 1997-2018.
- [27] C. A. Schneider, W. S. Rasband, and K. W. Eliceiri, "NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis," *Nature methods*, vol. 9, no. 7, pp. 671–675, <https://doi.org/10.1038/nmeth.2089>, 2012. [https://doi.org/10.1038/nmeth.2089]
- [28] J. Schindelin, I. Arganda-Carreras, E. Frise, V. Kaynig, M. Longair, T. Pietzsch, S. Preibisch, C. Rueden, S. Saalfeld, B. Schmid, J.-Y. Tinevez, D. J. White, V. Hartenstein, K. Eliceiri, P. Tomancak, and A. Cardona, "Fiji: an open-source platform for biological-image analysis," (eng), *Nature methods*, vol. 9, no. 7, pp. 676–682, 2012. [https://doi.org/10.1038/nmeth.2019]
- [29] YXLON International, Ed, *Product Description FXE - 225.48 Version 3.0: Docu-No.: KD-0100-55-HGL-0109*.
- [30] F. Regler, *Einführung in die Physik der Röntgen- und Gammastrahlen : unter Berücksichtigung der Elektronen- und Neutronenbeugung*. München: Thiemig, 1967.
- [31] C.T. Chantler, K. Olsen, R.A. Dragoset, J. Chang, A.R. Kishore, S.A. Kotochigova, and D.S. Zucker, "X-ray Form Factor, Attenuation and Scattering Tables: NIST Standard Reference Database 66,"
- [32] M. Boley, F. Fetzer, R. Weber, and T. Graf, "High-speed X-ray imaging system for the investigation of laser welding processes," *Journal of Laser Applications*, 2019.
- [33] H. Hügel, F. Dausinger, and T. Graf, *Laser in der Fertigung: Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*, 2nd ed. Wiesbaden: Teubner, 2007.

- [34] A. F. Fercher, W. Drexler, C. K. Hitzenberger, and T. Lasser, "Optical coherence tomography-principles and applications," *Reports on progress in physics*, vol. 66, no. 2, p. 239, 2003. [<https://doi.org/10.1088/0034-4885/66/2/204>]
- [35] H. J. R. Dutton, *Understanding optical communications: Optical fibre, lasers, receivers, devices ; optical connections in ESCON, FDDI, ATM, Ethernet ; wavelength division multiplexing ; optical networks*. Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall PTR, 1998.
- [36] Webster, Paul J. L., J. X. Z. Yu, B. Y. C. Leung, L. G. Wright, K. D. Mortimer, and J. M. Fraser, "Inline coherent imaging of laser micromachining," in *2010 International Symposium on Optomech- tronic Technologies*, 2010, pp. 1–4. [<https://doi.org/10.1109/ISOT.2010.5687305>]
- [37] P H Tomlins and R K Wang, "Theory, developments and applications of optical coherence tomography," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 38, no. 15, p. 2519, 2005. [<https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/15/002>]
- [38] Schott, *Datasheet Schott Bk7*. Verfügbar unter: https://www.schott.com/advanced_optics/german/abbe_datasheets/schott-datasheet-n-bk7.pdf (2018, Okt. 16).
- [39] Heraeus, *Daten und Eigenschaften Quarzglas fuer die Optik*. Verfügbar unter: https://www.heraeus.com/media/hqs/doc_hqs/products_and_solutions_8/optics/Daten_und_Eigenschaften_Quarzglas_fuer_die_Optik_DE.pdf (2018, Okt. 16).
- [40] Christiane Thiel, S. Piehler, Dr. Rudolf Weber, Dr. Marwan Abdou Ahmed, and Dr. Andreas Voß, *Brilliant Laser in der Produktion: Teilvorhaben Charakterisierung und Kompensation thermischer Effekte in Optiken und Prozessen*, 2014.
- [41] J. Zou, W. Yang, S. Wu, Y. He, and R. Xiao, "Effect of plume on weld penetration during high-power fiber laser welding," *Journal of Laser Applications*, vol. 28, no. 2, p. 22003, 2016. [<https://doi.org/10.2351/1.4940148>]
- [42] A. Matsunawa, J.-D. Kim, T. Takemoto, and S. Katayama, "Spectroscopic studies on laser induced plume of aluminum alloys," in *Proceedings of the Laser Materials Processing Conference: November 13 - 16, 1995, Catamaran Resort Hotel, San Diego, California, USA ; [presented at] ICALEO '95*, Orlando, Fla.: LIA Laser Inst. of America, 1995, pp. 719–728. [<https://doi.org/10.2351/1.5058976>]
- [43] Y. Kawahito, K. Kinoshita, N. Matsumoto, and S. Katayama, "Visualization of refraction and attenuation of near-infrared laser beam due to laser-induced plume," *Journal of Laser Applications*, vol. 21, no. 2, pp. 96–101, 2009. [<https://doi.org/10.2351/1.3110058>]
- [44] Y. Kawahito, N. Matsumoto, M. Mizutani, and S. Katayama, "Characterisation of plasma induced during high power fibre laser welding of stainless steel," *Science and Technology of Welding and Joining*, vol. 13, no. 8, pp. 744–748, 2008. [<https://doi.org/10.1179/136217108X329313>]
- [45] M. Zhang, G. Chen, Y. Zhou, and S. Li, "Direct observation of keyhole characteristics in deep penetration laser welding with a 10 kW fiber laser," (eng), *Optics Express*, vol. 21, no. 17, pp. 19997–20004, 2013. [<https://doi.org/10.1364/OE.21.019997>]
- [46] H. Schittenhelm, G. Callies, P. Berger, and H. Hügel, "Two-wavelength interferometry on excimer laser induced vapour/plasma plumes during the laser pulse," *Applied surface science*, vol. 127 // 127-129, pp. 922–927, 1998. [[https://doi.org/10.1016/S0169-4332\(97\)00767-8](https://doi.org/10.1016/S0169-4332(97)00767-8)]
- [47] G. Callies, H. Schittenhelm, P. Berger, H. Hügel, and G. P. Pinho, "Condensation phenomena and refraction index distributions in excimer laser-induced plasma/vapor plumes," in : *International Society for Optics and Photonics*, 1997, pp. 398–402. [<https://doi.org/10.1117/12.270270>]

- [48] S. Oiwa, Y. Kawahito, M. Mizutani, and S. Katayama, "Effect of atmosphere above specimen on welding results during remote welding," *Journal of Laser Applications*, vol. 23, no. 2, p. 22007, 2011. [<https://doi.org/10.2351/1.3567959>]
- [49] B. Edlén, "The Refractive Index of Air," *Metrologia*, vol. 2, no. 2, p. 71, 1966. [<https://doi.org/10.1088/0026-1394/2/2/002>]
- [50] K. P. Birch and M. J. Downs, "An Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air," *Metrologia*, vol. 30, no. 3, pp. 155–162, 1993. [<https://doi.org/10.1088/0026-1394/30/3/004>]
- [51] K. P. Birch and M. J. Downs, "Correction to the Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air," *Metrologia*, vol. 31, no. 4, pp. 315–316, 1994. [<https://doi.org/10.1088/0026-1394/31/4/006>]
- [52] P. E. Ciddor, "Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared," (eng), *Applied optics*, vol. 35, no. 9, pp. 1566–1573, 1996. [<https://doi.org/10.1364/AO.35.001566>]
- [53] H. Hügel and F. Dausinger, "1.1 Fundamentals of laser-induced processes," in *Landolt-Börnstein - Group VIII Advanced Materials and Technologies, Numerical data and functional relationships in science and technology: New series*, R. Poprawe, D. Bäuerle, H. Landolt, R. Börnstein, W. Martienssen, and O. Madelung, Eds, Berlin: Springer, 2004, pp. 3–25.
- [54] C. B. Wharton, "Microwave techniques," in *Plasma Diagnostic Techniques*, 1965, p. 477.
- [55] M. Beck, *Modellierung des Lasertiefschweißens*: Teubner, 1996.
- [56] P. Berger, R. Schuster, M. Zvyagolskaya, H. Hügel, and P. Schäfer, "Zur Bedeutung von gleitenden Stufen an der Kapillarfront beim Schweißen und Schneiden mit Laserstrahlen—Teil 2," *Schweißen und Schneiden*, vol. 63, no. 3, p. 100, 2011.
- [57] A. Michalowski, *Untersuchungen zur Mikrobearbeitung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen*. Zugl.: Stuttgart, Univ, Diss, 2014. München: Utz, 2014.
- [58] J. Eichler, L. Dünkler, and B. Eppich, "Die Strahlqualität von Lasern – Wie bestimmt man Beugungsmaßzahl und Strahldurchmesser in der Praxis?," *Laser Technik Journal*, vol. 1, no. 2, pp. 63–66, 2004. [<https://doi.org/10.1002/latj.200790019>]
- [59] H. Hügel and T. Graf, *Laser in der Fertigung: Grundlagen der Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*, 3rd ed. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2014.
- [60] The SciPy community, *numpy.histogram*. Verfügbar unter: <https://docs.scipy.org/doc/numpy/reference/generated/numpy.histogram.html> (2020, Apr. 13).
- [61] T. Klein, M. Vicanek, J. Kroos, I. Decker, and G. Simon, "Oscillations of the keyhole in penetration laser beam welding," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 27, no. 10, p. 2023, 1994. [<https://doi.org/10.1088/0022-3727/27/10/006>]
- [62] F. Fetzer, H. Hu, P. Berger, R. Weber, and T. Graf, "Pores in laser beam welding: generation mechanism and impact on the melt flow," in *High-Power Laser Materials Processing: Applications, Diagnostics, and Systems VII: 31 January-1 February 2018, San Francisco, California, United States*, Bellingham, Washington, USA: SPIE, 2018, p. 12. [<https://doi.org/10.1117/12.2295798>]
- [63] A. Blom, P. Dunias, P. van Engen, W. Hoving, and J. de Kramer, "Process spread reduction of laser microspot welding of thin copper parts using real-time control," in *Photon Processing in Microelectronics and Photonics II*: SPIE, 2003, p. 493. [<https://doi.org/10.1117/12.478612>]
- [64] M. Boley, P. Berger, Webster, Paul J. L. R. Weber, van Vlack, Cole, Van, J. Fraser, and T. Graf, "Investigating the weld depth behaviour using different observation techniques: X-ray, inline coherent imaging and highspeed observation of ice," *ICALEO*, pp. 22–27, 2013. [<https://doi.org/10.2351/1.5062880>]

- [65] N. Authier, A. Baptiste, V. Bruyere, P. Namy, and C. Touvrey, "IMPLEMENTATION OF AN INTERFEROMETRIC SENSOR FOR MEASURING THE DEPTH OF A CAPILLARY LASER WELDING: Paper 904," in *Proceedings of ICALEO 2016*, 2016.
- [66] P. de Bono, C. Allen, G. D'Angelo, and A. Cisi, "Investigation of optical sensor approaches for real-time monitoring during fibre laser welding: Paper Number 1504," in *Proceedings of ICALEO 2016*, 2016, p. 22417. [<https://doi.org/10.2351/1.4983253>]
- [67] B.G. Batchelor, Ed, *Machine vision handbook*. London: Springer, 2012.
- [68] W. Schottky, "Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern," *Ann. Phys.*, vol. 362, no. 23, pp. 541–567, 1918. [<https://doi.org/10.1002/andp.19183622304>]
- [69] R. D. Yates and D. J. Goodman, *Probability and stochastic processes: A friendly introduction for electrical and computer engineers*, 2nd ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2005.
- [70] S. Zacher and M. Reuter, *Regelungstechnik für Ingenieure: Analyse, Simulation und Entwurf von Regelkreisen*, 13th ed. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag / Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH Wiesbaden, 2011.
- [71] J. Lunze, *Regelungstechnik: Mit 76 Beispielen, 165 Übungsaufgaben sowie einer Einführung in das Programmsystem MATLAB*, 9th ed. Berlin, Heidelberg: Springer Vieweg, 2013.
- [72] J. G. Ziegler and N. B. Nichols, "Optimum settings for automatic controllers," *trans. ASME*, vol. 64, no. 11, 1942. [<https://doi.org/10.1115/1.2899060>]
- [73] A. Heider, *Erweitern der Prozessgrenzen beim Laserstrahlschweißen von Kupfer mit Einschweiß-tiefen zwischen 1 mm und 10 mm*, 2018.
- [74] M. Boley, "Investigating the keyhole behaviour by using X-ray and optical depth measurement techniques," in *Proceedings of ICALEO 2014*, 2014. [<https://doi.org/10.2351/1.5063091>]
- [75] M. Boley, "Online Detection of Pore Formation during Laser Deep-Penetration Welding," in *Lasers in Manufacturing*
- [76] B. Hohenberger, *Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokustechnik - Steigerung von Prozessstabilität, Flexibilität und verfügbarer Strahlleistung*. München: Utz, Wiss, 2003.

8 Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) an der Universität Stuttgart. Ich möchte an dieser Stelle all jenen danken, die mich beim Erstellen dieser Arbeit unterstützt haben und es mir möglich machten, diese Arbeit zu verfassen.

Ich danke meinem Doktorvater Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf für die langjährige Unterstützung und vielen Anregungen die wesentlich dazu beigetragen haben, diese Arbeit zu verwirklichen. Seine Vorlesung – die ich zu Beginn nur rein zufällig besucht habe – hat mich motiviert, mich mit dem Laser zu beschäftigen.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Jean Pierre Bergmann bedanke ich mich für die Unterstützung und für die Übernahme des Mitberichts.

Ich danke apl. Prof. Dr. phil. nat. Rudolf Weber für den Freiraum, dass damit einhergehende Vertrauen und die stete Unterstützung in allen Belangen. Ich habe die offene und ehrliche Arbeitsatmosphäre sehr geschätzt.

Insbesondere danke ich Akad. Oberrat Peter Berger und Prof. Dr-Ing Helmut Hügel, die sich immer die Zeit genommen haben, mir die vielen komplexen Wirkzusammenhänge bei der Materialbearbeitung mit Lasern näher zu bringen. Ich bin dankbar für die unzähligen Diskussionen, Anregungen und ganz besonders für die Begeisterung am Thema Laser.

Dr. Andreas Heider danke ich aus tiefstem Herzen, da es ohne ihn diese Arbeit nicht gegeben hätte. Danke für die ausführliche und konstruktive Prüfung dieser Arbeit, für die du so manchen Abend geopfert hast.

Meinem Vorgänger am IFSW Dr.-Ing Felix Abt möchte ich speziell meinen Dank aussprechen. Er hat mir als Hiwi die Möglichkeit gegeben, das wissenschaftliche Arbeiten zu erfahren, in dem er mir den Freiraum und das Vertrauen geschenkt hat meine Ideen zu verwirklichen.

Mein Dank gilt allen Mitarbeitern des IFSW und Studenten, besonders denen, die hinter den Kulissen zu meiner Arbeit beigetragen haben, sei es in Form von Anlagen, Konstruktionen, gefertigten Bauteilen oder wissenschaftlichen Beiträgen.

Meinen Kollegen in der VE kann ich nur sagen, ohne euch wäre die Zeit am IFSW nicht halb so schön gewesen. Ich danke euch für großartigen Momente, eure Hilfsbereitschaft und Unterstützung, sowie die zahlreichen Diskussionen.

Zu guter Letzt will ich mich bei meiner Familie bedanken. Meinen Eltern danke ich für die stete und bedingungslose Unterstützung, sowie für die aufmunternden Worte bis zum endgültigen Abschluss dieser Arbeit. Ich danke meiner Frau für die Geduld und das Verständnis für die vielen Stunden abseits der Familie.

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

Gorritz, 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

Grünwald, 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

Laserschweißtauglichkeit 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 Zerspänung
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 magnetofluiddynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin

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

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas
beim Abtragen und Schweißen

2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung

2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen

2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität

2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik

2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der Strahlqualität von Hochleistungsdiodenlasern

2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

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

Schinzl, 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

Kontaktierung 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 laserstrahlgelassener 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 Laserstrahliefschweißen 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

Daniel Weller

Erhöhung der Prozesssicherheit beim Remote-
Laserstrahlfügen von Aluminiumwerkstoffen.
2021, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4940-2

Sebastian Hecker

Verfahren zur Inline-Prozessüberwachung für
das Schweißen von Glas mit Ultrakurzpulslasern
2022, 132 Seiten, ISBN 978-3-8316-4955-6

Frieder Beirow

Leistungsskalierung ultrakurz gepulster radial
polarisierter Laserstrahlung.
2022, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4970-9

Meiko Boley

Bestimmung und Regelung der Kapillar- und
Nahttiefe beim Laserstrahlschweißen.
2022, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-4986-0