

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

A. Michalowski
Untersuchungen zur Mikrobearbeitung
von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen

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.

Untersuchungen zur Mikrobearbeitung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen

von Dr.-Ing. Andreas Michalowski
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

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

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Ostendorf

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., 2014

D 93

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

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2014

ISBN 978-3-8316-4424-7

Printed in Germany

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

Inhalt

Inhalt	5
Symbole und Abkürzungen	7
Kurzfassung	13
Extended Abstract	15
1 Einleitung	19
2 Grundlagen der Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Materie	21
2.1 Absorption von Licht	21
2.1.1 Maxwellgleichungen	21
2.1.2 Wellenausbreitung	22
2.1.3 Polarisation homogener ebener Wellen	27
2.1.4 Reflexion und Brechung an Grenzflächen	27
2.1.5 Konzept der Oberflächenimpedanz	33
2.1.6 Absorbierte Intensität	38
2.1.7 Absorptionsmechanismus in Metall	40
2.1.8 Eigenschaften der Metallabsorption	47
2.2 Abtragsmechanismen von Metall	60
3 Verlustmechanismen	65
3.1 Optische Elemente	66
3.2 Absorption und Streuung an Partikeln	67
3.2.1 Grundlagen	68
3.2.2 Experimentelle Bestimmung von Aerosolparametern	71
3.2.3 Thermisch induzierte Phasendeformation	78
4 Untersuchungen zum Laserbohren	81
4.1 Raytracing	83
4.1.1 Motivation des Verfahrens	83
4.1.2 Berechnung der absorbierten Leistung	84
4.1.3 Gebogene Strahlen	86

4.1.4	Rechenalgorithmus	87
4.2	Vergleich mit numerischer Maxwell-Lösung	92
4.2.1	Rechenparameter für den Vergleich	93
4.2.2	Rechteckkapillare (2D)	95
4.2.3	Dreieckskapillare (2D)	98
4.2.4	Konische Kapillare	102
4.3	Experimentelle Untersuchungen zum Materialaustrieb	104
4.3.1	Materialtransport in Form von Schmelze	104
4.3.2	Transportdistanz der Schmelze	106
4.3.3	Austrieb in Form von Tröpfchen	111
4.3.4	Modellvorstellung zum Bohren	114
5	Spezialoptiken	117
5.1	Das Wendelbohren	117
5.2	Spezialoptiken für das Wendelbohren	121
5.2.1	Keilplattenbasierende Systeme	121
5.2.2	System mit Dove-Prisma	123
5.2.3	System mit gekippten Elementen	124
5.2.4	Neues Zylinderlinsenkonzept	125
5.3	Materialbearbeitung mit Axikon	140
5.3.1	Theoretischer Hintergrund	142
5.3.2	Reales Axikon	145
5.3.3	Experimentelle Ergebnisse	147
Anhang		149
A.1	Stetigkeitsbedingungen	149
A.2	Zwischenrechnung zur Oberflächenimpedanz	151
A.3	Brechungsindex von Luft	152
A.4	Intensität und Fluenz	153
A.5	Strahlprofile für die Raytracingrechnungen	154
A.6	Herleitung der Formel zum Pulsüberlapp	155
A.7	Lösung des Integrals zur gemittelten Fluenzverteilung	156
Literaturverzeichnis		159

Symbole und Abkürzungen

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
Lateinische Buchstaben		
A	Intensitäts- bzw. Leistungsabsorptivität	
a	Radius einer kreisförmigen Apertur	m
a, b	Strahldurchmesser in Hauptachsenrichtungen	m
a_0	Bohrscher Radius ($0,5292 \dots \cdot 10^{-10}$ m)	m
A_c, B_c	Variablen für Ausgleichsrechnung	K
a_p	Partikelradius	m
B	magnetische Flussdichte	T
b	Normalenvektor auf Flächenelement	
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ($299\,792\,458$ m/s)	m s^{-1}
$C_{\text{ext}}, C_{\text{sca}}, C_{\text{abs}}$	Wirkungsquerschnitt	m^2
D	elektrische Flussdichte	A s m^{-2}
D	Drehmatrix für 4x4 Strahlmatrizen	
d	Distanz	m
d_f	Fokusbereich	m
div	Divergenz-Operator	
d_{Tr}	Durchmesser der Schmelztröpfchen	m
d_w	Durchmesser des Wendelkreises	m
E	elektrische Feldstärke	V m^{-1}
e	eulersche Zahl ($2,71828 \dots$)	
e	Einheitsvektor	
F	Streuungsfunktion	
F	Fresnelzahl	
F	Matrix für ideale sphärische Linse	
F	beliebiges Vektorfeld	
f	Wahrscheinlichkeitsdichte	
f, f_L	Brennweite einer idealen Linse	m
F_1, F_2	Hilfsfunktionen	
H	magnetische Feldstärke	A m^{-1}

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
h_1	Hilfsgröße	
h_2, h_3	Hilfsgrößen	m
I	Intensität	W m^{-2}
i	imaginäre Einheit ($i^2 = -1$)	
$I_0(x)$	modifizierte Besselfunktion 0-ter Ordnung	
I_0	Peakintensität des Gauß-Grundmode	W m^{-2}
j	Stromdichte	A m^{-2}
J_n	Besselfunktion erster Art der Ordnung n	
k	Absorptionskoeffizient	
k	Wellenvektor	m^{-1}
L	Distanz der Apertur zu Beobachtungsebene	m
L	Distanz Zylinderlinse 2 zu Fokussieroptik	m
l	mittlere freie Weglänge der Elektronen	m
l	Basisgröße der Länge	m
M	Magnetisierung	A m^{-1}
M^2	Beugungsmaßzahl	
m	Elektronenmasse ($9,109 \dots \cdot 10^{-31} \text{ kg}$)	kg
N	positive ganze Zahl	
N	Partikeldichte	m^{-3}
n	Brechungsindex	
n	Elektronendichte	m^{-3}
n	Richtungsvektor in Normalenrichtung	m
N_D	Anzahl der Dreiecke	
n_G	Normalenvektor auf Grenzfläche	
P	dielektrische Polarisierung	C m^{-2}
P	Leistung eines Laserstrahls	W
p	parallele Polarisationsrichtung	
p	mittlerer Impuls der Elektronen	Ns
P₀	Aufpunkt auf Ebene	m
Q	Energie eines Laserpulses	J
q	Koordinate in Richtung Zentralstrahl	
$Q_{\text{ext}}, Q_{\text{sca}}, Q_{\text{abs}}$	Effizienzfaktor	
r	Ortskoordinate	m
r	Amplitudenreflektivität	

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
R	Intensitäts- bzw. Leistungsreflektivität	
Re	Realteil einer komplexen Größe	
rot	Rotation-Operator	
r_s	Kugelradius	m
r_w	Radius des Wendelkreises	m
S	Energiestromdichte	$\text{J s}^{-1} \text{m}^{-2}$
S	Amplitudenfunktion der Streuung	
\mathbf{s}	Einheitsvektor in Richtung des Wellenvektors	m
s	senkrechte Polarisationsrichtung	
\mathbf{s}	Richtungsvektor des Lichtstrahls	m
s_p	Kreisbogenlänge auf dem Wendelkreis	m
T	Temperatur	K
T	Tiefe des Suchbaums	
\mathbf{T}	Matrix für Freistahlpropagation	
t	Zeit	s
t	tangentiale Richtung	
\mathbf{t}	Richtungsvektor entlang Randlinie	
T_C	Temperaturzahlenwert in Celsius	K
u	Lichtgeschwindigkeit in einem Medium	
u_m	Geschwindigkeit der Schmelze	m s^{-1}
V	Leistungsverlust	
\mathbf{v}	(beliebiger) Vektor mit drei Komponenten	
v, v_R	Momentan- und Grenzgeschwindigkeit des Rauchs	m s^{-1}
v_F	Fermigeschwindigkeit der Elektronen	m s^{-1}
$v_{o.G.}$	obere Grenze der Geschwindigkeit	m s^{-1}
v_{Tr}	Geschwindigkeit der Schmelztröpfchen	m s^{-1}
w, w_0	Strahlradius lokal, in Strahltille	m
w	Strahlradius des Gauß-Grundmode	m
x	Größenparameter	
x, y, z	Koordinaten eines Vektors	m
y_T	Radius des Taumelkreises	m
z_0	normierte Distanz vom Axikon	
z_R	Rayleighlänge	m
z_T	Koordinate der Strahltille	m

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
z_T	z-Koordinate des Taumelkreises	m
Z_x	Matrix für ideale Zylinderlinse (x-Fokussierung)	

Griechische Buchstaben

α	Absorptionskoeffizient	m^{-1}
α	Variable für Ausgleichsrechnung	m
α	Winkel zwischen Lichtstrahl und optischer Achse	rad
α	Axikonwinkel	rad
β	Variable für Ausgleichsrechnung	s^{-1}
β	Anstellwinkel beim Wendelbohren	rad
β_0	Hilfsgröße	m^{-1}
Δ	Laplace-Operator	
Δ	Phasenunterschied zweier Wellen	
Δ	Maß für Elliptizität eines Strahls	
δ	Phase	rad
δ	Winkel der Strahlablenkung	rad
ΔF_z	Abstand der Fokusse	m
δ_m	Schmelzfilmdicke	m
Δp	Druckunterschied relativ zum Umgebungsdruck	Nm^{-2}
Δr	laterale Dejustierung der Zylinderlinse	m
ΔR	laterale Verschiebung des Fokus	m
$\Delta(r)$	geometrische Glasdicke des Axikons	m
∂S	geschlossene Randlinie eines Flächenelementes	
$\Delta T, \delta T$	Temperaturerhöhung	K
Δz	Dejustierung Zylinderlinse in Richtung z	m
ϵ_0	elektrische Feldkonstante ($8,8542 \dots \cdot 10^{-12} \text{As/Vm}$)	$\text{AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$
ϵ_r	Dielektrizitätszahl	
Γ	Stoßrate	s^{-1}
γ	Absorptionskoeffizient	m^{-1}
γ	Keilplattenwinkel	rad
γ_c	Abkühlrate	s^{-1}
κ	Absorptionsindex	
λ	Wellenlänge	m
μ	magnetisches Moment	Am^2

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
μ_0	magnetische Feldkonstante ($4\pi \cdot 10^7 \text{ N/A}^2$)	N A^{-2}
μ_r	Permeabilitätszahl	
ν_w	Wendelfrequenz beim Wendelbohren	s^{-1}
ω	Winkelgeschwindigkeit	rad s^{-1}
π	Kreiszahl (3, 14159...)	
Φ	Fluenz	J m^{-2}
φ	relativer Drehwinkel	rad
ϕ	Phasenfaktor	
Φ_0	Peakfluenz des Gauß-Grundmode in der Taille	J m^{-2}
Φ_S	Schwellfluenz für den Abtrag	J m^{-2}
Ψ'	bildseitige Scheitelbrennweite	m
Ψ	objektseitige Scheitelbrennweite	m
ρ	Ladungsdichte	A s m^{-3}
ρ	spezifischer elektrischer Widerstand	$\Omega \text{ m}$
ρ_d	Dichte der Schmelze	kg m^{-3}
σ	elektrische Leitfähigkeit	$\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$
σ	Oberflächenspannung der Schmelze	N m^{-1}
τ	mittlere freie Zeit der Elektronen	s
τ, τ_p	Zeitdauer eines Laserpulses	s
ϑ	Winkel zwischen zwei Vektoren	rad
ϑ	halbseitiger Divergenzwinkel im Fernfeld	rad
Θ	Heaviside-Stufenfunktion	
ξ	Oberflächenimpedanz	V A^{-1}
ξ	Proportionalitätsfaktor	

Bei Mehrfachnennung des gleichen Symbols entscheidet der Kontext.

Symbolmodifikation	Beispiel	Bedeutung
Fettdruck	S	Vektor oder Matrix
Überstreichung	\bar{n}	komplexe Größe
Schlangelinie	\tilde{E}	Amplitude des Feldes
Stern	\bar{c}^*	komplex konjugiert
Überdachung (Feld)	\hat{E}	ortsabhängiger Teil des Feldes
Überdachung (Vektor)	\hat{s}	normiert auf Betrag Eins
Index x,y,z	E_x	Vektorkomponente

Abkürzung Bedeutung

abl	ablatiert
abs	absorbiert
DIN	Deutsches Institut für Normung e. V.
DP	Dove-Prisma
E	Einfallend
EDX	Energiedispersive Röntgenspektroskopie
ext	ausgelöscht (<i>extincted</i>)
FDTD	Finite-Differenzen-Methode (<i>Finite Difference Time Domain</i>)
Fit	Ergebnis einer Kurvenanpassung
Fok	Fokussierung
KP	Keilplatte
p	parallel
p-pol.	parallel polarisiert
PD	Photodetektor
pk	Peak
PO	Physikalische Optik
R	Reflektiert
Ra	Rauheit
rel	relativ
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
RF	Radiofrequenz
RT	Strahlenverfolgung (<i>Raytracing</i>)
s	senkrecht
s-pol.	senkrecht polarisiert
sca	gestreut (<i>scattered</i>)
TE	Transversal-Elektrisch
TEM	Transversale elektromagnetische Mode
TM	Transversal-Magnetisch
w. E.	willkürliche relative Einheiten
WS	Werkstück
WW	Wechselwirkung
ZLT	Zylinderlinsenteleskop
ZTM	Zwei-Temperatur-Modell

Kurzfassung

Bearbeitungsverfahren von Metall, die auf der Verwendung von Laserstrahlung basieren, gewinnen in der industriellen Produktionstechnik weiterhin an Bedeutung. Inhalte dieser Arbeit sind vorrangig theoretische Betrachtungen und experimentelle Untersuchungen zu verschiedenen Aspekten von Laserverfahren, welche zur Ausbildung einer Kapillare im Werkstück führen. Der Hauptteil der Arbeit besteht in Untersuchungen zum hochpräzisen Laserbohren von Stahl mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung. Zusätzlich wurden auch einige experimentelle Untersuchungen beim Laserstrahliefschweißen durchgeführt. Ein kleinerer Teil der Arbeit ist der Erzeugung von extrem feinen Strukturen mit speziellen Laserstrahlprofilen gewidmet.

Die Erzeugung einer Kapillare durch Bestrahlung des Werkstücks mit Laserstrahlung hoher Intensität geht mit einer starken lokalen Erhitzung und teilweisen Verdampfung des Materials einher. Oberhalb der Bearbeitungszone kommt es zu einer deutlichen Rauchentwicklung, die mutmaßlich durch den rekondensierten Materialdampf verursacht ist. Beim Lasertiefschweißen mit großen Arbeitsabständen führt beispielsweise eine unzureichende Absaugung des Prozessrauchs zu einer deutlichen Reduktion der Einschweißtiefe. Anhand der Transmissionseigenschaften bei verschiedenen Wellenlängen werden die effektive Partikelgröße und -dichte des Rauchs bestimmt. Es zeigt sich, dass nicht vorrangig der Leistungsverlust des Laserstrahls an sich, sondern vermutlich thermisch induzierte Phasenfrontdeformationen durch die Umgebungsatmosphäre für die negativen Einflüsse auf den Tiefschweißprozess verantwortlich sind.

Laserbohren von Metall wird bereits seit vielen Jahren in der industriellen Produktion eingesetzt, wobei meist gepulste Laserstrahlen mit Pulsdauern von einigen Mikrosekunden oder Millisekunden verwendet werden. Der Übergang zu wesentlich kürzeren Pulsdauern von einigen Pikosekunden, oder sogar darunter, erlaubt die Herstellung von gratfreien Bohrungen mit extrem glatten Bohrungswänden. Bei geeigneter Prozessführung können dadurch sogar Geometrietoleranzen bis hinunter zu einem Mikrometer hinsichtlich Bohrungsdurchmesser und Kreisförmigkeit eingehalten werden. Obwohl die fertige Bohrung dann keine Ablagerungen von erstarrter Schmelze zeigt, kommt es bei hohen Fluenzen während des Bohrprozesses durchaus zur Entstehung von signifikanten Schmelzemengen, die teilweise auch in Form von Schmelzetropfen aus dem Bohrloch geschleudert werden. In der Arbeit werden die Bohrstrategien „Perkussionsbohren“ und

„Wendelbohren“ hinsichtlich dem Schmelzetransport und der Gratbildung unter Einsatz verschiedener diagnostischer Methoden verglichen. Es zeigt sich, dass die Schmelze nur in der ersten Prozessphase aus der Bohrung ausgetrieben wird, wobei die Transportdistanz beim Wendelbohren geringer ist als beim Perkussionsbohren. Aus dem hinzugewonnenen Prozessverständnis konnten besonders gut geeignete Bohrparameter und Prozessstrategien abgeleitet werden.

Wendelbohrverfahren zeichnen sich durch eine relative Rotation zwischen Werkstück und Laserstrahl aus. Innerhalb der Tätigkeit am Institut für Strahlwerkzeuge wurde vom Autor ein neues Konzept für die Realisierung eines optischen Systems zum Wendelbohren entwickelt, welches im Kern auf der Verwendung rotierender Zylinderlinsen basiert. Die Anforderungen an die optischen Komponenten und insbesondere die erforderliche Justagegenauigkeit werden aus strahlenoptischen und wellenoptischen Rechnungen abgeleitet. Der unter Verwendung dieser Erkenntnisse aufgebaute Prototyp erlaubt die Herstellung von Laserbohrungen mit herausragender Bohrlochqualität und bildete die Basis für eine kommerziell erhältliche Wendelbohroptik.

Den ersten Schritt für das Verständnis und die Modellierung von Laserprozessen stellt die Kenntnis der absorbierten Intensität beziehungsweise Fluenz dar. In der Praxis werden zu deren Berechnung normalerweise strahlenoptische Berechnungsmethoden eingesetzt. Anhand vergleichender Rechnungen werden Bedingungen dargestellt, bei denen die strahlenoptische Methode brauchbare Ergebnisse liefert oder eben auch vollkommen versagt. Verglichen werden dabei numerische Lösungen der Maxwellgleichungen und Resultate eines selbstentwickelten effizienten strahlenoptischen Rechenprogramms. Es zeigt sich, dass Beugungseffekte an der Eintrittsapertur hauptsächlich für die Unterschiede verantwortlich gemacht werden können.

Eine besonders spannende Eigenschaft von ultrakurz gepulster Laserstrahlung ist die Möglichkeit sehr flexibel kleinste Strukturen mit Abmessungen bis hinunter zu wenigen Lichtwellenlängen erzeugen zu können. Die dazu notwendige scharfe Fokussierung hat üblicherweise allerdings eine äußerst geringe Schärfentiefe zur Folge, was zu hohen Anforderungen an die präzise Einstellung des Fokus führt. Die Arbeit wird abgeschlossen durch die Darstellung eines alternativen Verfahrens zur Laserstrukturierung mittels Besselstrahlen, welches hinsichtlich der notwendigen Genauigkeit der Fokuseinstellung weitaus geringere Anforderungen stellt.

Extended Abstract

Methods for the machining of metals based on the use of laser radiation continue to gain importance in industrial production technology. This work primarily comprises theoretical considerations and experimental studies on various aspects of laser processing which lead to the formation of a capillary in the work piece. The main part of this text is devoted to high-precision laser drilling of steel with ultra-short pulsed laser radiation. In addition some experiments studying the interaction of laser beams with process-induced aerosols were performed during laser deep penetration welding. A minor part of the work is related to the production of very small surface structures with special laser beams.

The creation of a capillary by irradiating the work piece with laser light of high intensity is accompanied by strong local heating and partial vaporization of the material. A considerable amount of smoke is observed above the processing zone which is presumably caused by recondensed material. An inadequate extraction of this smoke during laser deep penetration welding with long working distances leads to a significant reduction of the welding depth. The scattering and absorption properties of the smoke are determined by the distribution of particle size and density as well as the refractive index of the material. Effective optical properties of the plume can be derived from extinction measurements at three wavelengths if homogeneously distributed and equally sized particles are assumed. From the experiments a particle diameter between 115 nm and 192 nm as well as a density between $5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ and $7 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ can be deduced. The study shows that the adverse effects are not primarily caused by the power loss of the laser beam itself, but are probably related to thermally induced phase front deformations caused by the surrounding atmosphere.

Since many years laser drilling of metal with microsecond or millisecond pulse duration is a well-established technique in industrial production. The recent transition to much shorter pulse durations of a few picoseconds, or even less, permits the production of burr-free holes with extremely smooth bore walls. The use of suitable manufacturing equipment and processing strategies allows to keep the geometric tolerances of the bore-hole with regard to diameter and circularity down to one micrometer. Even though the finished bore-hole shows no burr or deposits of solidified melt, a significant amount of melt is generated during the drilling process if high laser fluences are used. Even at ultra-short pulse durations liquid droplet ejection from the hole can be observed. In the frame

of this work, the drilling strategies *percussion drilling* and *helical drilling* are compared in terms of melt transport and burr formation using different diagnostic methods. To estimate the distance of melt transport, cross-sections of bores in multi-layer samples consisting of iron and nickel are analyzed. The experiments show that inside the hole the melt transport is more efficient for percussion drilling. This difference especially holds during the first drilling phase and is one reason for the more pronounced burr compared to helically drilled holes. As the drilling depth increases the differences between the two drilling techniques vanish. Since the quality of the hole-entrance is mainly determined by the beginning of the drilling process, helical drilling is advantageous. The ejection of melt droplets from the bore is observed with high speed image sequences. It is shown that the droplets are in the liquid phase and that they can fracture into smaller droplets as a result of fast rotation. The deeper understanding of the drilling process allows deriving suitable drilling parameters and strategies.

Helical drilling is characterized by a relative rotation between the work piece and the laser beam. Within the author's activities at the Institut für Strahlwerkzeuge, a new optical concept for the realization of helical drilling was developed based on the rotation of cylindrical lenses. The monolithic setup without movable parts allows a very high rotation speed which is beneficial if modern laser systems with high repetition rates and high average power are used. The required quality of the optical components implemented in the optical system and particularly the necessary alignment accuracy are derived from geometrical optics and wave-optical calculations. It is found that the relative rotational angle between the cylindrical lenses is the most sensitive degree of freedom during the adjustment. Furthermore, it can be deduced that a small remaining unavoidable misalignment of lens-rotation and lens-distance has almost no effect on the time averaged beam profile. The prototype which was designed on the basis of these findings allows the production of laser drilled holes with excellent quality. In the meantime, a commercially available drilling optics was built based on that prototype.

The first step toward the understanding and modeling of laser processes is the knowledge of the absorbed intensity or fluence. Measurements of reflectivity at intensities varying over several orders of magnitude have been performed in order to determine whether an intensity dependence of the absorptivity has to be taken into account for ultra-short pulses and fluences near the ablation threshold. From the experiments it follows that there is no substantial change in reflectivity even slightly above the ablation threshold. To calculate the absorbed intensity or fluence distributions inside a drilling channel, multiple reflections at the hole-walls have to be taken into account. Thus far most of these calculations were conducted using ray tracing methods as they require comparably small computational effort. However, especially for small bore-holes diffraction effects might

become important. In the frame of this work ray tracing was compared to wave-optical calculations. The comparison involves the numerical solutions of Maxwell's equations and the results of an efficient self-developed ray-optical algorithm. It results that the overall absorption of tapered holes can be calculated with ray tracing with satisfying accuracy. However, there are significant discrepancies with regard to the absorbed intensity distribution. Future approaches for modeling the laser-drilling process of small holes should include diffraction.

A particularly interesting feature of ultra-short pulsed laser processing is the ability to flexibly produce small structures with dimensions down to a few wavelengths of light. In that case the necessary strong focusing is accompanied by a relatively small depth of field which puts high requirements on the precise adjustment of the focus. An alternative method for laser structuring using Bessel beams is presented which is comparatively insensitive to focal position. Using this method laser ablation with dimensions down to less than one micron is demonstrated. Simple mathematical expressions are given to calculate the ablation width using an axicon for the generation of the Bessel beam.

1 Einleitung

Materialbearbeitung mit Laserstrahlung ist eine industriell etablierte Technologie, die dank des technischen Fortschritts und des Erfindergeists der Ingenieure und Techniker eine immer weiter zunehmende Anzahl an Anwendungen findet. Die womöglich früheste Beschreibung von Lasermaterialbearbeitung stammt vom großen Pionier der Science Fiction Literatur H. G. Wells. In seinem 1898 erschienenen Roman *The War of the Worlds* beschreibt Wells die Wirkungsweise folgendermaßen:

It is still a matter of wonder how the Martians are able to slay men so swiftly and so silently. Many think that in some way they are able to generate an intense heat in a chamber of practically absolute non-conductivity. This intense heat they project in a parallel beam against any object they choose, by means of a polished parabolic mirror of unknown composition, much as the parabolic mirror of a lighthouse projects a beam of light. But no one has absolutely proved these details. However it is done, it is certain that a beam of heat is the essence of the matter. Heat, and invisible, instead of visible, light. Whatever is combustible flashes into flame at its touch, lead runs like water, it softens iron, cracks and melts glass, and when it falls upon water, incontinently that explodes into steam.

Diese Beschreibung ist zwar etwas ungenau, was aber sicherlich auch der Tatsache geschuldet ist, dass es nach dem Erscheinen des Buches sogar noch 30 Jahre bis zum experimentellen Nachweis des für den Laserprozess grundlegenden Effekts der *stimulierten Emission* und weitere 32 Jahre bis zur Realisierung der ersten Laserstrahlquelle dauern sollte. Während die Marsianer in dem Roman vermutlich CO₂-Laser einsetzen, was aus der im letzten Satz angedeuteten starken Absorption der Strahlung im Wasser gemutmaßet werden kann, sind die experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit alle mit Festkörperlaser und Wellenlängen im sichtbaren oder nahen infraroten Spektralbereich durchgeführt worden.

Im Fokus stehen theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Laserbearbeitung von Metallen und hier insbesondere zum Laserbohren. Es ist praktisch ausgeschlossen, im Rahmen einer Arbeit wie dieser ein vollständiges Bild dieses Gebietes geben zu können und wird daher auch nicht angestrebt.

Besonders betroffen ist hier das nahezu vollständige Fehlen von Untersuchungen und

Beschreibungen zu laserinduzierten Plasmen - ein Gebiet, dem sich bereits zahlreiche andere Arbeiten in großer Tiefe angenommen haben. Gleiches gilt für Stoßwellen, die bei etwaigen Gasdurchbrüchen und bei der durch Laserpulse hervorgerufene explosionsartige Verdampfungsprozesse auftreten können.

In Kapitel 2 sind Grundlagen zur Beschreibung von Licht und Absorption zusammengefasst. Dabei liegt der Schwerpunkt der theoretischen Teile auf der durchgängigen Verwendung von komplexen Brechungsindices, wie sie in der Metalloptik vorkommen. Das steht etwas im Gegensatz zu Lehrbüchern, die meistens alle Gleichungen zunächst für rein reelle Brechungsindices ableiten und erst später ad-hoc komplexe Brechungsindices in diese Gleichungen einsetzen. Am Ende des Kapitels werden experimentelle Untersuchungen zur Reflektivität von Metallen bei hohen Intensitäten, die für die Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen typisch sind, vorgestellt.

In Kapitel 3 werden Verlustmechanismen, dabei insbesondere die Absorption und Streuung durch prozessinduzierten Rauch, dargestellt. Es zeigt sich, dass Prozessraucheinflüsse zu kürzeren Wellenlängen hin an Bedeutung gewinnen können. Das mag insbesondere im Angesicht des aktuellen Trends zu Strahlquellen mit hohen mittleren Leistungen bei Wellenlängen im sichtbaren Bereich von Interesse sein.

Kapitel 4 beginnt mit theoretischen Untersuchungen zur Einkopplung von Laserstrahlung in kleine Kapillaren. Dazu werden Vergleichsrechnungen für Wellenoptik und Raytracing dargestellt und Unterschiede hinsichtlich der Ergebnisse herausgearbeitet. Außerdem werden Details des für diese Arbeit entwickelten und implementierten Raytracingalgorithmus dargestellt. Im experimentellen Teil dieses Kapitels werden Untersuchungen zur Schmelzdynamik beim Laserbohren beschrieben. Dabei steht der Transportmechanismus von Materialschmelze im Vordergrund. Praktische Hinweise für effizientes Laserbohren mit möglichst geringem Bohrungsgrat schließen das Kapitel ab.

In Kapitel 5 werden insbesondere geläufige Konzepte für die besonders erfolgreiche Strategie des Laser-Wendelbohrens vorgestellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues Konzept für eine Wendelbohroptik entwickelt und erfolgreich umgesetzt. Der Hauptteil des Kapitels widmet sich theoretischen Untersuchungen zur erforderlichen Justagegenauigkeit für dieses neue Konzept. Dieser Teil des Kapitels endet mit einigen photographischen Aufnahmen von Bohrungen, die mit einem auf diesem Konzept basierenden Prototypen hergestellt wurden. Im zweiten Teil des Kapitels werden theoretische und experimentelle Untersuchungen des Oberflächenabtrags mit Besselstrahlen dargestellt. Insbesondere werden auch praktische Hinweise für eine Umsetzung unter Verwendung von Axikons gegeben. Diese Technik erlaubt es, mit besonders geringem Aufwand Abtragsstrukturen in der Größenordnung der Laserwellenlänge herzustellen.

2 Grundlagen der Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Materie

2.1 Absorption von Licht

Der Bearbeitungsprozess mit Laserstrahlung erhält seine Energie durch die vom Werkstück absorbierte Laserleistung. Im Folgenden werden die Grundlagen der Absorption von Metallen in möglichst vollständiger, aber kompakter Weise dargestellt. Als Basis für die Herleitung wurde insbesondere von [1, 2, 3] Gebrauch gemacht. Einige praktische Ausdrücke zur absorbierten Intensität wurden auch selbst hergeleitet.

2.1.1 Maxwellgleichungen

Die Maxwellgleichungen stellen das Fundament der klassischen Elektrodynamik dar. Sie lauten in differentieller Form:

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (2.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} + \dot{\mathbf{B}} = \mathbf{0}, \quad (2.2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho, \quad (2.3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} - \dot{\mathbf{D}} = \mathbf{j}. \quad (2.4)$$

Hierbei bedeuten \mathbf{E} die elektrische Feldstärke und \mathbf{B} die magnetische Flussdichte. Während diese beiden Größen physikalische Messgrößen darstellen, sind die elektrische Flussdichte \mathbf{D} und die magnetische Feldstärke \mathbf{H} Hilfsfelder. Die Größen ρ und \mathbf{j} bezeichnen möglicherweise vorhandene Ladungs- und Stromdichten. Wenn das physikalische System makroskopisch betrachtet wird, also Mittelwerte über atomare Strukturen gebildet werden dürfen, so sind die Felder durch die Materialgleichungen

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (2.5)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.6)$$

verknüpft. Das Feld \mathbf{M} wird als *Magnetisierung* bezeichnet und ist durch das magnetische Moment μ pro Volumen definiert. Das Feld \mathbf{P} bezeichnet die *Polarisation* und ist durch das Dipolmoment pro Volumen definiert.

Die magnetische Feldkonstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$ und die elektrische Feldkonstante ϵ_0 erfüllen dabei die Beziehung

$$\epsilon_0 \mu_0 c^2 = 1 \quad (2.7)$$

mit der Geschwindigkeit $c = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Wie sich später herausstellen wird, handelt es sich dabei um die Ausbreitungsgeschwindigkeit von ebenen Wellen im Vakuum.

Für den Fall eines linearen und isotropen Mediums vereinfachen sich die Materialgleichungen zu

$$\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.8)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_r \epsilon_0 \mathbf{E}. \quad (2.9)$$

Die Permeabilitätszahl μ_r und Dielektrizitätszahl ϵ_r sind dabei definiert durch

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}, \quad (2.10)$$

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (2.11)$$

und bestimmen den Brechungsindex

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}. \quad (2.12)$$

Es zeigt sich experimentell, dass die Größen μ_r und ϵ_r im Falle elektromagnetischer Wechselfelder von deren Frequenz abhängen.

2.1.2 Wellenausbreitung

2.1.2.1 Wellenausbreitung in elektrischen Leitern

Für den Fall eines homogenen, isotropen, ladungsfreien elektrischen Leiters, der sowohl die Materialgleichungen (2.8) und (2.9) erfüllt, als auch das Ohmsche Gesetz

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad (2.13)$$

welches die Stromdichte \mathbf{j} als Produkt aus elektrischer Leitfähigkeit σ und elektrischer Feldstärke \mathbf{E} ansetzt, lauten die Maxwellgleichungen

$$\text{div } \mathbf{E} = 0, \quad (2.14)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0, \quad (2.15)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}, \quad (2.16)$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \sigma \mathbf{E} + \frac{1}{u^2} \dot{\mathbf{E}}. \quad (2.17)$$

Die Größe u in (2.17) hat die Dimension einer Geschwindigkeit und ist gegeben durch

$$u = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r}} = \frac{c}{n}. \quad (2.18)$$

Die Bedingung eines ungeladenen elektrischen Leiters ($\text{div} \mathbf{E} = 0$) mag auf den ersten Blick überraschend erscheinen. Zwar existieren auf der atomaren Größenskala natürlich elektrische Ladungen, die hier betrachteten Felder \mathbf{E} und \mathbf{B} der makroskopischen Maxwellgleichungen sind aber immer im räumlichen Mittelwert zu verstehen. Anhand einer kurzen Rechnung aus [1] kann gezeigt werden, dass ein anfangs ungeladener Leiter auch ungeladen bleibt. Wird auf (2.17) die Divergenz angewendet, so folgt

$$0 = \text{div rot } \mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \sigma \text{div } \mathbf{E} + \frac{1}{u^2} \text{div } \dot{\mathbf{E}}. \quad (2.19)$$

Im linearen und isotropen geladenen Medium gilt wegen (2.3) und (2.9)

$$\text{div } \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_r \epsilon_0}. \quad (2.20)$$

Gleichung (2.19) geht daher in die einfache Differentialgleichung

$$\frac{\mu_r \mu_0}{\epsilon_r \epsilon_0} \sigma \rho + \mu_r \mu_0 \dot{\rho} = 0 \quad (2.21)$$

über. Die Lösung für die Zeitabhängigkeit der Ladungsdichte lautet

$$\rho(t) = \rho(0) \exp\left(-\frac{\sigma}{\epsilon_r \epsilon_0} t\right). \quad (2.22)$$

Eine zur Zeit $t = 0$ im Leiter vorhandene Ladungsdichte $\rho(0) > 0$ klingt daher mit exponentiellem Verhalten ab. Insbesondere bleibt ein zur Zeit $t = 0$ ungeladener Leiter auch für $t > 0$ ungeladen, was zu zeigen war.

Nach Anwendung der Rotation auf Gleichung (2.16) folgt

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = \underbrace{\text{grad div } \mathbf{E}}_{=0} - \Delta \mathbf{E} = -\text{rot } \dot{\mathbf{B}} = -\mu_r \mu_0 \sigma \dot{\mathbf{E}} - \frac{1}{u^2} \ddot{\mathbf{E}} \quad (2.23)$$

und somit sofort die *Telegraphengleichung*

$$\left[\left(\Delta - \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - \mu_r \mu_0 \sigma \frac{\partial}{\partial t} \right] \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{0}. \quad (2.24)$$

Durch Anwendung der Rotation auf (2.17) ergibt sich die gleiche Differentialgleichung auch für das \mathbf{B} -Feld. Wenn man für die Lösung von (2.24) eine ebene Welle¹

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \quad (2.25)$$

¹Es ist rechentechnisch von Vorteil die Felder komplex anzusetzen. Das physikalische Feld ist jedoch reell, sodass am Ende solcher Rechnungen oder vor Anwendung einer nichtlinearen Rechenoperation der Realteil gebildet werden muss.

ansetzt, so lautet die verbleibende Differentialgleichung für den ortsabhängigen Anteil

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{u^2} + i\omega\mu_r\mu_0\sigma \right) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = \mathbf{0}. \quad (2.26)$$

Durch geeignete Nomenklatur kann diese Gleichung in eine einfachere Form gebracht werden. Dazu definiert man eine komplexe Dielektrizitätszahl $\bar{\epsilon}_r$

$$\bar{\epsilon}_r = \epsilon_r + i \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \quad (2.27)$$

und eine komplexe Geschwindigkeit \bar{u}

$$\bar{u} = \frac{1}{\sqrt{\mu_r \bar{\epsilon}_r \mu_0 \epsilon_0}}. \quad (2.28)$$

In Analogie zum bereits definierten Brechungsindex (2.12) kann ein komplexer Brechungsindex \bar{n} durch

$$\bar{n} = \sqrt{\bar{\epsilon}_r \mu_r} = n + ik \quad (2.29)$$

definiert werden. Es gibt unterschiedliche gebräuchliche Definitionen für den komplexen Anteil des Brechungsindex. In dieser Darstellung bezeichnet man k als *Extinktionskoeffizient*. Eine weitere gebräuchliche Definition ist $\bar{n} = n(1 + i\kappa)$, also $k = n\kappa$. Hierbei bezeichnet man κ als *Absorptionsindex*². Mit (2.27) und (2.28) geht (2.26) über in

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{\bar{u}^2} \right) \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = \mathbf{0}. \quad (2.30)$$

Wird auch für den ortsabhängigen Teil $\hat{\mathbf{E}}$ eine ebene Welle angesetzt, so folgt eine Lösung der Telegraphengleichung

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} = \tilde{\mathbf{E}} e^{i(\bar{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (2.31)$$

sofern

$$\bar{\mathbf{k}} = \frac{\omega \bar{n}}{c} \bar{\mathbf{s}} \quad \text{mit} \quad \bar{\mathbf{s}}^2 = 1 \quad (2.32)$$

gilt, wobei $\bar{\mathbf{s}}$ den Einheitsvektor in Richtung des Wellenvektors der ebenen Welle darstellt. Dieser Einheitsvektor ist im Allgemeinen komplex. Da auch das \mathbf{B} -Feld (und somit natürlich auch das \mathbf{H} -Feld) die Differentialgleichung (2.24) erfüllt, kann der gleiche Lösungsweg angewendet werden. Somit lauten die Lösungen

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{E}} e^{i\left(\frac{\omega \bar{n}}{c} \bar{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{r} - \omega t\right)}, \quad (2.33)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{B}} e^{i\left(\frac{\omega \bar{n}}{c} \bar{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{r} - \omega t\right)}, \quad (2.34)$$

wobei die Amplituden $\tilde{\mathbf{E}}$ und $\tilde{\mathbf{B}}$ durchaus komplexe Vektoren sein können.

²Es kommt leicht zu Verwechslungen zwischen k und κ .

2.1.2.2 Maxwellgleichungen der ebenen Welle

Für die ebene Welle können die Maxwellgleichungen (2.14) bis (2.17) umformuliert werden, sodass \mathbf{E} und \mathbf{B} Felder direkt miteinander verknüpft werden. Die dabei entstehenden mathematischen Ausdrücke werden in späteren Rechnungen äußerst nützlich sein.

Rechnet man $\dot{\mathbf{B}}$ mit der Lösung (2.34) aus und setzt die Lösung in die Maxwellgleichung $\text{rot } \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}$ ein, ergibt das die erste Maxwellgleichung für ebene Wellen

$$\text{rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \tilde{\mathbf{B}} e^{i(\bar{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = i\omega \mathbf{B}(\mathbf{r}, t). \quad (2.35)$$

Aus (2.31) folgt $\text{rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = i\bar{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ und zusammen mit (2.35) die später nützliche Beziehung

$$\omega \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \underbrace{\bar{\mathbf{k}}}_{=\frac{\omega \bar{n}}{c} \bar{\mathbf{s}}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.36)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\bar{n}}{c} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \bar{\mathbf{s}}. \quad (2.37)$$

Wendet man auf (2.35) die Rotation an, so resultiert die zweite Maxwellgleichung für ebene Wellen

$$\begin{aligned} \text{rot rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= i\omega \text{rot } \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \\ \underbrace{\text{grad div } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}_{=0} &= i\omega \text{rot } \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \\ \underbrace{\bar{\mathbf{k}}^2}_{=(\frac{\omega \bar{n}}{c})^2} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= i\omega \text{rot } \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \\ \bar{n}^2 \omega \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= i c^2 \text{rot } \mathbf{B}(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (2.38)$$

Aus (2.34) folgt $\text{rot } \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = i\bar{\mathbf{k}} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ und zusammen mit (2.38) die später verwendeten Beziehungen

$$\bar{n}^2 \omega \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -c^2 \bar{\mathbf{k}} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t), \quad (2.39)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{c}{\bar{n}} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \times \bar{\mathbf{s}}. \quad (2.40)$$

Die Maxwellgleichungen $\text{div } \mathbf{E} = 0$ und $\text{div } \mathbf{B} = 0$ müssen für ebene Wellen nicht explizit genannt werden, weil sie wegen $\text{div rot } \mathbf{v} = 0$ direkt aus (2.35) und (2.38) folgen.

2.1.2.3 Intensität der ebenen Welle

Für die Materialbearbeitung mit Licht ist insbesondere die durch die Welle transportierte, zeitlich (über eine Schwingungsperiode) gemittelte Energiestromdichte von Bedeutung. Diese ist definiert durch [3]

$$\langle \mathbf{S} \rangle_{(r)} = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \times \hat{\mathbf{H}}^*(\mathbf{r}) \right) \stackrel{(2.8)}{=} \frac{1}{2\mu_r\mu_0} \text{Re} \left(\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \times \hat{\mathbf{B}}^*(\mathbf{r}) \right), \quad (2.41)$$

wobei $\hat{\mathbf{B}}^*$ die komplexe Konjugation von $\hat{\mathbf{B}}$ bedeutet. Die SI-Einheit dieser zeitlich gemittelten Energiestromdichte ist Wm^{-2} , eine andere Bezeichnung ist *Intensität*. Aus (2.36) folgt nach Kürzen des zeitlichen Anteils der ebenen Welle $e^{-i\omega t}$

$$\hat{\mathbf{B}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\omega} \mathbf{k} \times \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = \frac{\bar{n}}{c} \mathbf{s} \times \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}). \quad (2.42)$$

Damit kann $\hat{\mathbf{B}}^*$ in (2.41) ersetzt werden, was zu

$$\langle \mathbf{S} \rangle_{(r)} = \frac{1}{2\mu_r\mu_0} \text{Re} \left(\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \times \frac{\bar{n}^*}{c} \left(\bar{\mathbf{s}}^* \times \hat{\mathbf{E}}^*(\mathbf{r}) \right) \right) \quad (2.43)$$

führt. Wegen der Graßmann-Identität $\mathbf{a} \times \mathbf{b} \times \mathbf{c} = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})\mathbf{b} - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})\mathbf{c}$ kann die Intensität als

$$\langle \mathbf{S} \rangle_{(r)} = \frac{1}{2\mu_r\mu_0 c} \text{Re} \left(\bar{n}^* |\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r})|^2 \bar{\mathbf{s}}^* - \bar{n}^* \hat{\mathbf{E}}^*(\mathbf{r}) (\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \cdot \bar{\mathbf{s}}^*) \right) \quad (2.44)$$

geschrieben werden. Im wichtigen Spezialfall einer *homogenen ebenen Welle*, die sich durch eine reelle Richtung \mathbf{s} des Wellenvektors (also $\bar{\mathbf{s}}^* = \bar{\mathbf{s}} = \mathbf{s}$) auszeichnet, fällt der zweite Summand wegen $\mathbf{s} \cdot \hat{\mathbf{E}} = 0$ weg. Nach Einsetzen der Definitionen $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = \tilde{\mathbf{E}} e^{i\frac{\bar{n}\omega}{c}\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}}$ und $\bar{n} = n + ik$ vereinfacht sich die Intensität zu

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{S} \rangle_{(r)} &= \frac{1}{2\mu_r\mu_0 c} \text{Re} \left((n - ik) |\tilde{\mathbf{E}}|^2 e^{i\frac{\omega}{c}(n+ik)\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}} e^{-i\frac{\omega}{c}(n-ik)\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}} \cdot \mathbf{s} \right) \\ &= \frac{n}{2\mu_r\mu_0 c} |\tilde{\mathbf{E}}|^2 e^{-2\frac{\omega k}{c}\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}}. \end{aligned} \quad (2.45)$$

Offenbar nimmt die Intensität hier mit zunehmender Propagationsdistanz $d = \mathbf{s} \cdot \mathbf{r}$ exponentiell ab und erreicht den $1/e$ -Wert nach einer Strecke

$$d_{1/e} = \frac{c}{2\omega k} = \frac{\lambda}{4\pi k}, \quad (2.46)$$

wobei die Vakuumwellenlänge $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ eingesetzt wurde. Die Abnahme der Intensität geht mit Energiedissipation in Form von Joule'scher Wärme einher. Im Allgemeinen ist der (komplexe) Brechungsindex eine wellenlängenabhängige Materialkonstante, in den Gleichungen ist daher $\bar{n} = \bar{n}(\lambda)$.

2.1.2.4 Wellenausbreitung in Dielektrika

Falls das Medium ein homogenes, isotropes und ladungsfreies Dielektrikum darstellt, so kann der Formalismus aus Kapitel 2.1.2.1 übernommen werden. In diesem Spezialfall gilt für die Leitfähigkeit $\sigma = 0$ und somit für die Stromdichte $\mathbf{j} = \mathbf{0}$. Die Telegraphengleichung (2.24) vereinfacht sich dann zur *Wellengleichung*

$$\left[\left(\Delta - \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \right] \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{0}. \quad (2.47)$$

Weil die Dielektrizitätszahl (2.27) in diesem Fall reell wird, verschwindet auch der komplexe Anteil des Brechungsindex ($k = 0$), sodass gilt $\bar{n} = n$. Dadurch wird auch der Wellenvektor reell, also $\bar{\mathbf{k}} = \mathbf{k}$. Weiterhin ist die zeitlich gemittelte Energiestromdichte (2.45) in diesem Fall nicht mehr abhängig von der Propagationsdistanz $\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}$.

2.1.3 Polarisation homogener ebener Wellen

Die Lösung³ (2.33) stellt nur eine spezielle Lösung der Telegraphen- und Wellengleichung dar. Insbesondere sind auch (gewichtete) Summen solcher Lösungen wiederum Lösungen der Gleichungen. Aus der Forderung $\text{div} \mathbf{E} = 0$ folgt sofort, dass der \mathbf{E} Vektor senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung \mathbf{s} einer homogenen ebenen Welle steht. Es handelt sich also um *transversale Wellen*. Dabei gibt es zwei linear unabhängige Richtungen, die man als *Polarisationsrichtungen* der Welle bezeichnet. Meist werden diese Richtungen mit s und p bezeichnet. Explizit bedeutet das

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \left[(\tilde{E})_s e^{i\delta_s} \hat{\mathbf{e}}_s + (\tilde{E})_p e^{i\delta_p} \hat{\mathbf{e}}_p \right] e^{i\left(\frac{\omega n}{c} \mathbf{s} \cdot \mathbf{r} - \omega t\right)}. \quad (2.48)$$

Die Größen δ_s und δ_p bedeuten eine beliebige aber feste Phasenverschiebung beider Polarisationskomponenten, $\hat{\mathbf{e}}_s$ und $\hat{\mathbf{e}}_p$ sind Einheitsvektoren in die entsprechende Polarisationsrichtung. Je nach Phasenunterschied $\delta_s - \delta_p$ und Amplitudenverhältnis $(\tilde{E})_s / (\tilde{E})_p$ unterscheidet man lineare, elliptische und zirkuläre Polarisation.

2.1.4 Reflexion und Brechung an Grenzflächen

Wie in Abschnitt 2.1.2.1 gezeigt, können in homogenen Medien ebene Wellen existieren. Der Wellenvektor ist dabei durch (2.32) gegeben. Wir betrachten die Situation, dass zwei unterschiedliche Medien aneinandergrenzen. Eine ebene Welle treffe ausgehend

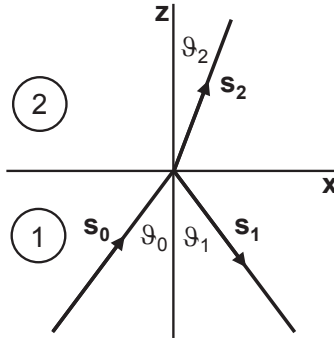


Bild 2.1: Eine Welle trifft ausgehend von einem Medium 1 auf eine Grenzfläche zu Medium 2. Es resultiert eine reflektierte Welle in Medium 1 und eine transmittierte Welle in Medium 2. Zur Veranschaulichung sind im Schaubild die Richtungen \mathbf{s} der Wellenvektoren sowie deren Winkel ϑ zur Flächennormalen reell.

von Medium 1 auf die Grenze zu einem Medium 2. Ein Teil der Strahlung wird an der Grenzfläche reflektiert, ein anderer Teil dringt in das Medium ein (Bild 2.1).

Die Wellenvektoren der ebenen Wellen in den jeweiligen Gebieten lauten

$$\bar{\mathbf{k}}_0 = \frac{\omega_0 \bar{n}_1}{c} \cdot \bar{\mathbf{s}}_0, \quad \bar{\mathbf{k}}_1 = \frac{\omega_1 \bar{n}_1}{c} \cdot \bar{\mathbf{s}}_1 \quad \text{und} \quad \bar{\mathbf{k}}_2 = \frac{\omega_2 \bar{n}_2}{c} \cdot \bar{\mathbf{s}}_2. \quad (2.49)$$

Die Grenzschrift liege in der Ebene $z = 0$. Wie in Anhang A.1 gezeigt ist, sind die Tangentialkomponenten des elektrischen Feldes beim Durchgang durch eine Grenzfläche normalerweise stetig. Das ist nur möglich, wenn $\omega_0 = \omega_1 = \omega_2 = \omega$ gilt. Betrachten wir die Exponenten aus (2.33) der einfallenden und der gebrochenen Welle an der Grenzschicht

$$i(\bar{k}_{0x} \cdot x + \bar{k}_{0y} \cdot y - \omega t + \delta_1) \leftrightarrow i(\bar{k}_{2x} \cdot x + \bar{k}_{2y} \cdot y - \omega t + \delta_2), \quad (2.50)$$

wobei beiden Wellen noch eine beliebige aber feste zusätzliche Phase δ_1 respektive δ_2 zugestanden sei. Der Phasenunterschied Δ beider Wellen ist die Differenz dieser beiden Exponenten

$$\Delta = (\bar{k}_{2x} - \bar{k}_{0x}) \cdot x + (\bar{k}_{2y} - \bar{k}_{0y}) \cdot y + \delta_2 - \delta_1. \quad (2.51)$$

Wegen der Homogenität des Raumes ist die Wahl des Koordinatenursprungs für die x - und y -Koordinaten beliebig. Der physikalische Phasenunterschied Δ darf durch die Wahl

³Im Folgenden wird meist nur das \mathbf{E} -Feld diskutiert. Das reicht aus, da das \mathbf{B} -Feld aus dem \mathbf{E} -Feld berechenbar ist.

des Koordinatenursprungs nicht beeinflusst werden, die rechte Seite von (2.51) darf also nicht von x und y abhängen. Das ist nur möglich, wenn $\bar{k}_{0x} = \bar{k}_{2x}$ und $\bar{k}_{0y} = \bar{k}_{2y}$ gilt.

Die gleiche Argumentation kann auch für die reflektierte Welle angewendet werden, sodass $\bar{k}_{0x} = \bar{k}_{1x}$ und $\bar{k}_{0y} = \bar{k}_{1y}$. Aus diesen Überlegungen folgt die Gleichheit der tangentialen Komponenten der Wellenvektoren für alle drei Wellen

$$\bar{k}_{0x} = \bar{k}_{1x} = \bar{k}_{2x} \quad , \quad \bar{k}_{0y} = \bar{k}_{1y} = \bar{k}_{2y}. \quad (2.52)$$

Das impliziert insbesondere auch, dass alle drei Wellenvektoren in der gleichen Ebene liegen müssen. Weil sich die einfallende und die reflektierte Welle im gleichen Medium ausbreiten, muss nach (2.32) das Quadrat ihrer Wellenvektoren gleich sein

$$\bar{k}_0^2 = \bar{k}_{0x}^2 + \bar{k}_{0y}^2 + \bar{k}_{0z}^2 = \frac{\omega^2 \bar{n}_1^2}{c^2} = \bar{k}_{1x}^2 + \bar{k}_{1y}^2 + \bar{k}_{1z}^2 = \bar{k}_1^2. \quad (2.53)$$

Das ist aus der Definition des Wellenvektors (2.32) ersichtlich. Weil sich die Richtungen von reflektierter und einlaufender Welle unterscheiden, die x - und y -Komponenten der Wellenvektoren aber laut (2.52) nicht, folgt

$$\bar{k}_{1z} = -\bar{k}_{0z} \quad (2.54)$$

und damit auch die Gleichheit von Einfallswinkel und Reflexionswinkel.

Die Ebene, in der die drei Wellenvektoren liegen, kann ohne Beschränkung der Allgemeinheit als x/z -Ebene des Koordinatensystems gewählt werden (Bild 2.1), sodass die y -Komponenten der Wellenvektoren verschwinden.

Betrachten wir jetzt die Komponenten der Wellenvektoren von einfallender und transmittierter Welle. Eine allgemeine Darstellung der komplexen Richtungsvektoren in der x/z -Ebene, welche $\bar{s}^2 = 1$ erfüllen müssen, ist

$$\bar{s} = \begin{pmatrix} \sin \bar{\vartheta} \\ 0 \\ \cos \bar{\vartheta} \end{pmatrix}. \quad (2.55)$$

Weil die Richtung des Wellenvektors komplex sein kann, sind auch die Winkel $\bar{\vartheta}$ im Allgemeinen komplex. Die x - und z -Komponenten der Wellenvektoren von einfallender und transmittierter Welle lauten

$$\bar{k}_{0x} = \frac{\omega \bar{n}_1}{c} \sin \bar{\vartheta}_0, \quad \bar{k}_{2x} = \frac{\omega \bar{n}_2}{c} \sin \bar{\vartheta}_2, \quad (2.56)$$

$$\bar{k}_{0z} = \frac{\omega \bar{n}_1}{c} \cos \bar{\vartheta}_0, \quad \bar{k}_{2z} = \frac{\omega \bar{n}_2}{c} \cos \bar{\vartheta}_2. \quad (2.57)$$

Aus der Bedingung (2.52) $\tilde{k}_{0x} = \tilde{k}_{2x}$ folgt das *Brechungsgesetz* (Snellius)

$$\frac{\sin \tilde{\vartheta}_2}{\sin \tilde{\vartheta}_0} = \frac{\tilde{n}_1}{\tilde{n}_2}. \quad (2.58)$$

Wenn die Brechungsindizes \tilde{n}_1 oder \tilde{n}_2 komplex sind, haben die daraus resultierenden komplexen Winkel allerdings keine anschauliche Bedeutung.

Bis hierhin wurde gezeigt, dass die Wellenvektoren von einfallender, reflektierter und transmittierter Welle in einer Ebene liegen. Diese Ebene wurde ohne Beschränkung der Allgemeinheit mit der x/z-Ebene identifiziert, sodass die y-Komponenten aller Wellenvektoren verschwinden. Alle drei Wellen besitzen die gleiche Frequenz ω , die „Farbe“ von Licht ändert sich also nicht bei Reflexion oder Brechung. Weiterhin wurden Beziehungen zwischen den Wellenvektoren der drei Wellen hergeleitet, aus denen die Gleichheit von Einfallswinkel und Reflexionswinkel sowie ein Brechungsgesetz folgt. Im Folgenden werden die Amplituden und Intensitäten der Wellen bei Reflexion an einer Grenzfläche betrachtet.

Die Amplitudenreflektivität ist definiert als das Verhältnis zwischen der Amplitude \tilde{E}_0 der einfallenden Welle und der Amplitude \tilde{E}_1 der reflektierten Welle. Zu deren Bestimmung ist es zweckmäßig, die Amplitude der einfallenden Welle in die Anteile $(\tilde{E})_s$ und $(\tilde{E})_p$ senkrecht und parallel zur Einfallsebene zu zerlegen und beide Fälle einzeln zu behandeln.

Die einfallende Welle sei senkrecht zur Einfallsebene polarisiert. In Bild 2.1 ist die Einfallsebene mit der x/z-Ebene identisch und die einzige von Null verschiedene Komponente von $(\tilde{E}_0)_s$ ist daher \tilde{E}_{0y} . Die Komponente \tilde{E}_{0y} liegt zudem parallel zur Grenzfläche der beiden Medien, welche als x/y-Ebene gewählt worden war. Feldkomponenten, die parallel zur Grenzfläche liegen, in diesem Fall also die x- und y-Komponenten, werden als *tangentiale* Komponenten bezeichnet. In Anhang A.1 wird für den hier betrachteten Fall gezeigt, dass die tangentialen Komponenten eines **E**-Feldes und die tangentialen Komponenten eines **H**-Feldes an einer Grenzfläche zwischen zwei Medien stetig sind. Bei den hier interessierenden optischen Frequenzen ist $\mu_r = 1$, sodass wegen (2.8) $\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H}$ in diesem Fall automatisch auch die tangentialen Komponenten von **B** an der Grenzfläche stetig sind.

Die x-Komponente von $\tilde{\mathbf{B}}$ kann mittels (2.36) aus dem Wellenvektor und $\tilde{\mathbf{E}}$ berechnet werden. Wegen $\tilde{\mathbf{k}} = (\tilde{k}_x, 0, \tilde{k}_z)$ und $\tilde{\mathbf{E}} = (0, \tilde{E}_y, 0)$ lautet die x-Komponente von $\tilde{\mathbf{B}}$

$$\tilde{B}_x = -\frac{1}{\omega} \tilde{k}_z \tilde{E}_y. \quad (2.59)$$

Die resultierende elektrische Feldstärke an der Grenzschicht in Medium 1 ist die Summe der Feldstärken für die einlaufende Welle und die reflektierte Welle. In Medium 2 gibt es dagegen nur die transmittierte Welle. Das Gleiche gilt auch für die magnetische Flussdichte. Die Stetigkeitsbedingungen von \vec{E}_y und \vec{B}_x lauten also

$$\vec{E}_{2y} = \vec{E}_{0y} + \vec{E}_{1y}, \quad (2.60)$$

$$\vec{B}_{2x} = \vec{B}_{0x} + \vec{B}_{1x}. \quad (2.61)$$

Wird \vec{B}_x mittels (2.59) durch \vec{E}_y ausgedrückt und $\vec{k}_{1z} = -\vec{k}_{0z}$ berücksichtigt, so sind die y-Komponenten der Amplituden für alle drei Wellen durch das Gleichungssystem

$$\vec{E}_{2y} = \vec{E}_{0y} + \vec{E}_{1y}, \quad (2.62)$$

$$\vec{k}_{2z}\vec{E}_{2y} = \vec{k}_{0z}(\vec{E}_{0y} - \vec{E}_{1y}) \quad (2.63)$$

verknüpft. Eliminiert man \vec{E}_{2y} durch Einsetzen von (2.62) in (2.63) und löst die Gleichung nach der Amplitudenreflektivität $\vec{E}_{1y}/\vec{E}_{0y}$ auf, ergibt sich direkt

$$\frac{\vec{E}_{1y}}{\vec{E}_{0y}} = \frac{\vec{k}_{0z} - \vec{k}_{2z}}{\vec{k}_{0z} + \vec{k}_{2z}}. \quad (2.64)$$

Für \vec{k}_{0z} und \vec{k}_{2z} können jetzt die zuvor gefundenen Ausdrücke (2.57) eingesetzt werden, also

$$\frac{\vec{E}_{1y}}{\vec{E}_{0y}} = \frac{\frac{\omega\vec{n}_1}{c} \cos \vec{\vartheta}_0 - \frac{\omega\vec{n}_2}{c} \cos \vec{\vartheta}_2}{\frac{\omega\vec{n}_1}{c} \cos \vec{\vartheta}_0 + \frac{\omega\vec{n}_2}{c} \cos \vec{\vartheta}_2} = \frac{\vec{n}_1 \cos \vec{\vartheta}_0 - \vec{n}_2 \cos \vec{\vartheta}_2}{\vec{n}_1 \cos \vec{\vartheta}_0 + \vec{n}_2 \cos \vec{\vartheta}_2}. \quad (2.65)$$

Als nächstes wird der Winkel $\vec{\vartheta}_2$ unter Verwendung des Brechungsgesetz (2.58) durch $\vec{\vartheta}_0$ ausgedrückt. Dazu verwenden wir $\cos \vec{\vartheta}_2 = \sqrt{1 - \sin^2 \vec{\vartheta}_2}$ und setzen $\sin \vec{\vartheta}_2 = \frac{\vec{n}_1}{\vec{n}_2} \sin \vec{\vartheta}_0$ ein

$$\frac{\vec{E}_{1y}}{\vec{E}_{0y}} = \frac{\vec{n}_1 \cos \vec{\vartheta}_0 - \vec{n}_2 \sqrt{1 - \sin^2 \vec{\vartheta}_2}}{\vec{n}_1 \cos \vec{\vartheta}_0 + \vec{n}_2 \sqrt{1 - \sin^2 \vec{\vartheta}_2}} = \frac{\vec{n}_1 \cos \vec{\vartheta}_0 - \vec{n}_2 \sqrt{1 - \frac{\vec{n}_1^2}{\vec{n}_2^2} \sin^2 \vec{\vartheta}_0}}{\vec{n}_1 \cos \vec{\vartheta}_0 + \vec{n}_2 \sqrt{1 - \frac{\vec{n}_1^2}{\vec{n}_2^2} \sin^2 \vec{\vartheta}_0}}. \quad (2.66)$$

Das Endergebnis ist die *Fresnel-Formel* zur Berechnung der Amplitudenreflektivität einer bezüglich des **E**-Feldes senkrecht zur Einfallsebene polarisierten elektromagnetischen Welle an einer Grenzfläche:

$$\frac{\vec{E}_{1y}}{\vec{E}_{0y}} = \frac{\vec{n}_1 \cos \vec{\vartheta}_0 - \sqrt{\vec{n}_2^2 - \vec{n}_1^2 \sin^2 \vec{\vartheta}_0}}{\vec{n}_1 \cos \vec{\vartheta}_0 + \sqrt{\vec{n}_2^2 - \vec{n}_1^2 \sin^2 \vec{\vartheta}_0}} = \left(\frac{\vec{E}_1}{\vec{E}_0} \right)_s = r_s. \quad (2.67)$$

Die gleiche Rechnung kann zur Bestimmung der Amplitudenreflektivität für die parallele Komponente des elektrischen Feldes angewendet werden. Dabei ist es am einfachsten, zunächst mit der senkrecht zur Einfallsebene stehenden Komponente des **B**-Feldes zu argumentieren. Wegen der Stetigkeit der tangentialen Komponenten von **E** und **B** an der Grenzfläche, muss gelten

$$\tilde{E}_{2x} = \tilde{E}_{0x} + \tilde{E}_{1x}, \quad (2.68)$$

$$\tilde{B}_{2y} = \tilde{B}_{0y} + \tilde{B}_{1y}. \quad (2.69)$$

In diesem Gleichungssystem wird \tilde{E}_x mittels (2.39) durch k_z und B_y ausgedrückt. Wegen $\bar{\mathbf{k}} = (\bar{k}_x, 0, \bar{k}_z)$ und $\bar{\mathbf{B}} = (0, \tilde{B}_y, 0)$ lautet die x-Komponente von $\bar{\mathbf{E}}$

$$\bar{n}^2 \omega \tilde{E}_x = c^2 \bar{k}_z \tilde{B}_y. \quad (2.70)$$

Damit und mit $\bar{k}_{0z} = -\bar{k}_{1z}$ geht das Gleichungssystem über in

$$\frac{\bar{k}_{2z}}{\bar{n}_2^2} \tilde{B}_{2y} = \frac{\bar{k}_{0z}}{\bar{n}_1^2} (\tilde{B}_{0y} - \tilde{B}_{1y}), \quad (2.71)$$

$$\tilde{B}_{2y} = \tilde{B}_{0y} + \tilde{B}_{1y}. \quad (2.72)$$

Wird (2.72) in (2.71) eingesetzt und nach der Amplitudenreflektivität $\tilde{B}_{1y}/\tilde{B}_{0y}$ aufgelöst, ergibt sich direkt

$$\frac{\tilde{B}_{1y}}{\tilde{B}_{0y}} = \frac{\bar{n}_2^2 \bar{k}_{0z} - \bar{n}_1^2 \bar{k}_{2z}}{\bar{n}_2^2 \bar{k}_{0z} + \bar{n}_1^2 \bar{k}_{2z}}. \quad (2.73)$$

Wiederum mit $\cos \bar{\vartheta}_2 = \sqrt{1 - \sin^2 \bar{\vartheta}_2}$ und $\sin \bar{\vartheta}_2 = \frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_2} \sin \bar{\vartheta}_0$ aus dem Brechungsgesetz führt das nach elementaren Umformungen zur Fresnel-Formel für eine hinsichtlich des **E**-Feldes parallel zur Einfallsebene polarisierte Welle

$$\frac{\tilde{B}_{1y}}{\tilde{B}_{0y}} = \frac{\bar{n}_2^2 \cos \bar{\vartheta}_0 - \sqrt{\bar{n}_1^2 (\bar{n}_2^2 - \bar{n}_1^2 \sin^2 \bar{\vartheta}_0)}}{\bar{n}_2^2 \cos \bar{\vartheta}_0 + \sqrt{\bar{n}_1^2 (\bar{n}_2^2 - \bar{n}_1^2 \sin^2 \bar{\vartheta}_0)}} = \left(\frac{\tilde{B}_1}{\tilde{B}_0} \right)_s = \left(\frac{\tilde{E}_1}{\tilde{E}_0} \right)_p = r_p. \quad (2.74)$$

Das vorletzte Gleichheitszeichen gilt aus folgendem Grund: Die Felder **E** und **B** stehen senkrecht aufeinander, sodass das zugeordnete **E**-Feld im Fall eines senkrecht zur Einfallsebene liegenden **B**-Feldes parallel zur Einfallsebene sein muss. Weil die einfallende und die reflektierte Welle im gleichen Medium propagieren, kürzen sich bei der Quotientenbildung zudem jegliche Proportionalitätsfaktoren, die den Betrag des **E**-Feldes mit dem des **B**-Feldes verknüpfen, heraus.

Die Amplitude der an einer Grenzschicht reflektierten Welle kann also aus der Amplitude der einfallenden Welle durch Multiplikation mit der Amplitudenreflektivität r_s bzw.

r_p erhalten werden. Weil diese Größen in der Regel komplex sind, erfahren die reflektierten Wellen auch eine *Phasenverschiebung*, welche durch das Argument der Amplitudenreflektivität gegeben ist. Die Intensitäten des einfallenden und reflektierten Strahls sind nach der Definition (2.45) des Pointing-Vektors bei homogenen ebenen Wellen proportional zum Betragsquadrat der jeweiligen elektrischen Feldstärke. Aus den Amplitudenreflektivitäten (2.67) und (2.74) können daher die reellen Intensitätsreflektivitäten

$$R_s = |r_s|^2 \quad \text{und} \quad (2.75)$$

$$R_p = |r_p|^2 \quad (2.76)$$

abgeleitet werden. Bei Metallen ist die Eindringtiefe der Welle in der Regel viel kleiner als die Materialdicke, sodass keine transmittierte Welle existiert und die Intensitätsabsorptivitäten durch $A = 1 - R$ gegeben sind.

Für die Intensitätsreflektivitäten bei senkrechtem Einfall ($\bar{\vartheta}_0 = 0$) von einem Medium mit Brechungsindex 1 zu einem Medium mit Brechungsindex $\bar{n} = n + ik$ resultiert der wichtige Spezialfall

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad (2.77)$$

Die Auswertung der als *Fresnelschen Formeln* bekannten Gleichungen (2.67) und (2.74) erfordert komplexe Arithmetik. In den Lehrbüchern begegnet man meist Fresnelschen Formeln, die mit reeller Arithmetik auskommen (z. B. in [4]), dafür aber wesentlich komplizierter erscheinen und gesonderter Formeln für die Phasenverschiebung bedürfen. Da Rechenprogramme auf Computern komplexe Arithmetik beherrschen, bietet sich heutzutage die direkte Auswertung obiger Formeln (2.67), (2.74), (2.75) und (2.76) an.

2.1.5 Konzept der Oberflächenimpedanz

Unter den getroffenen Annahmen beschreiben die in Kapitel 2.1.4 hergeleiteten Fresnelschen Formeln die Reflexion von ebenen Wellen an einer Grenzschicht korrekt. Zu deren Herleitung wurden lediglich die Maxwell-Gleichungen mit dem Lösungsansatz ebener Wellen, die Materialgleichungen (2.8) und (2.9) sowie die Stetigkeitsbedingungen der Felder an einer Grenzschicht herangezogen. In Kapitel 4.2 werden Rechenergebnisse zur Absorption von Licht in kleinen Metallkapillaren diskutiert, die aus der numerischen Lösung der Maxwellgleichungen unter genau diesen Annahmen resultieren. Die numerische Rechnung wurde mit der geläufigen Finite-Elemente-Methode durchgeführt, welche mitunter sehr große Anforderungen an den Computerspeicher stellt. Der

Grund dafür ist die Notwendigkeit eines Rechengitters mit einem Diskretisierungsabstand von typischerweise nicht mehr als etwa einem Zehntel der Lichtwellenlänge. Für ein würfelförmiges Volumenelement von 1 mm^3 bedeutet das bei einer Lichtwellenlänge von $1 \mu\text{m}$ bereits eine Stützstellenanzahl von etwa 10^{12} . Innerhalb des Metalls, das sich durch große Werte des Brechungsindex auszeichnet, ist die Wellenlänge des Lichtes sogar noch deutlich kleiner als die Wellenlänge im Vakuum. Außerdem sind die Gradienten der elektrischen Feldstärkeamplitude im Bereich der Metalloberfläche aufgrund der starken Dämpfung sehr groß. Daraus folgt die Notwendigkeit eines noch viel feineren Rechengitters innerhalb des Metallvolumens.

Die in Kapitel 4.2 beschriebenen Rechenergebnisse wurden mit dem RF-Modul der kommerziellen Software COMSOL erhalten. Dieses Modul erlaubt die Verwendung von Oberflächenimpedanz-Randbedingungen an Grenzflächen.

Das Konzept der Oberflächenimpedanz ermöglicht es, das Feld außerhalb des Metalls zu berechnen, ohne das Feld innerhalb des Metalls berechnen zu müssen, sodass die Anforderungen an den Computerspeicher und die Rechenzeit wesentlich reduziert sind. Dazu werden näherungsweise gültige Grenzbedingungen für das Feld auf der Metalloberfläche hergeleitet, die ein Rechengitter innerhalb des Metalls verzichtbar machen. Im Folgenden wird zunächst eine Herleitung dieser Grenzbedingung gezeigt. Anschließend werden aus dieser Grenzbedingung Ausdrücke für die Amplitudenreflektivität abgeleitet, die mit den entsprechenden Fresnelschen Formeln für ein absorbierendes Medium im Vakuum übereinstimmen, sofern dort der Grenzübergang $|\bar{n}_2| \rightarrow \infty$ durchgeführt wird. Im Folgenden wird nur eine Grenzfläche zwischen Vakuum und Metall betrachtet und die Notation mit $\bar{n}_1 = 1$ und $\bar{n}_2 = \bar{n}$ vereinfacht.

Die Maxwellgleichungen für ebene Wellen (2.35) und (2.38) lauten mit $\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H}$

$$\text{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = i\omega \mu_r \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \quad (2.78)$$

$$\text{rot} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = -i\omega \bar{\epsilon}_r \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (2.79)$$

Die für ebene Wellen gültigen Ausdrücke (2.37) und (2.40) werden mit $c^2 \epsilon_0 \mu_0 = 1$ und $\bar{n}^2 = \bar{\epsilon}_r \mu_r$ dementsprechend

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = -\sqrt{\frac{\epsilon_0 \bar{\epsilon}_r}{\mu_0 \mu_r}} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \bar{\mathbf{s}}, \quad (2.80)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \bar{\epsilon}_r}} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \times \bar{\mathbf{s}}. \quad (2.81)$$

Das Konzept der Oberflächenimpedanz baut auf diesen Formeln auf. Dazu werden besondere Grenzbedingungen für die tangentialen Komponente des \mathbf{E} - und \mathbf{H} -Feldes formuliert, die in unmittelbarer Nähe einer Grenze zwischen Vakuum und einem Material mit

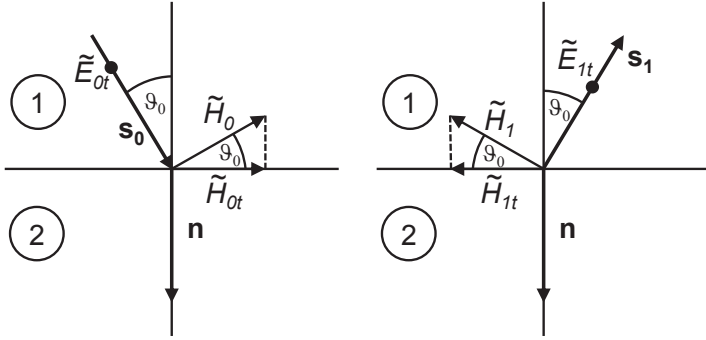


Bild 2.2: Links: Eine tangential zur Oberfläche polarisierte ebene Welle mit Amplitude \tilde{E}_{0t} trifft ausgehend vom Vakuum 1 unter einem Winkel ϑ_0 auf eine Grenzfläche zu einem Medium 2. Die tangentielle Komponente von \tilde{H}_0 hat die Länge $\tilde{H}_{0t} = \tilde{H}_0 \cos \vartheta_0$. Rechts: Es entsteht eine reflektierte Welle mit der Amplitude \tilde{E}_{1t} . Die tangentielle Komponente von \tilde{H}_{1t} zeigt in die zu \tilde{H}_{0t} entgegengesetzte Richtung, also $\tilde{H}_{1t} = -\tilde{H}_1 \cos \vartheta_0$.

großem Brechungsindex näherungsweise gelten. Man betrachte eine derartige Grenzschicht zwischen Vakuum und Metall (Bild 2.2), wobei die Oberflächennormale \mathbf{n} in das Metall hineinzeige und für den Brechungsindex $|\bar{n}|^2 \gg 1$ gelte. Der Gradient des \mathbf{E} - und \mathbf{H} -Feldes ist wegen der geringen Eindringtiefe der Welle in Richtung \mathbf{n} deutlich größer als parallel zur Oberfläche. Bei der Rotation in (2.78) und (2.79) reicht es dann näherungsweise aus, nur die Ableitungen in Richtung von \mathbf{n} zu berücksichtigen und die Ableitungen parallel zur Grenzfläche zu vernachlässigen. Es ergibt sich, dass in den Feldern der Gleichungen (2.80) und (2.81) dann nur die tangentialen Feldkomponenten \mathbf{E}_t bzw. \mathbf{H}_t eine Rolle spielen. Anhand der in Anhang A.2 explizit ausgeschriebenen Rechenschritte kann das nachvollzogen werden. Die Konsequenz dieser Überlegungen ist, dass in dieser Näherung für die tangentialen Komponenten der Felder

$$\mathbf{H}_t(\mathbf{r}, t) = -\sqrt{\frac{\varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_r}{\mu_0 \mu_r}} \mathbf{E}_t(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{n}, \quad (2.82)$$

$$\mathbf{E}_t(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_r}} \mathbf{H}_t(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{n}, \quad (2.83)$$

gilt. Die tangentialen Komponenten der Felder in (2.80) und (2.81) sind dann nicht mehr von \bar{s} abhängig. Da die tangentialen Komponenten von \mathbf{E} - und \mathbf{H} -Feldern stetig durch die Grenzschicht verlaufen, müssen diese in unmittelbarer Nähe zur Grenzschicht auf der Vakuum-Seite und der Metall-Seite den gleichen Wert haben.

Die Größe

$$\xi := \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \quad \mu_r = 1 \quad \frac{1}{\tilde{n}} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (2.84)$$

wird als Oberflächenimpedanz bezeichnet. Die Gleichungen (2.82) und (2.83) können unter anderem dazu verwendet werden, einfache näherungsweise gültige Ausdrücke für die Amplitudenreflektivität einer Metalloberfläche zu bestimmen.

Betrachten wir nun die in Bild 2.2 gezeigte senkrecht polarisierte ebene Welle mit der Amplitude $\tilde{E}_0 = \tilde{E}_{0r}$, die unter einem Winkel ϑ_0 auf die Metalloberfläche fällt. Es entsteht eine reflektierte Welle mit der Amplitude $\tilde{E}_1 = \tilde{E}_{1r}$. Die Gesamtamplitude des Feldes auf der Vakuumseite ist die Summe beider Amplituden $\tilde{E}_{0r} + \tilde{E}_{1r}$.

Mit der Grenzbedingung (2.83) können die tangentialen elektrischen Feldstärken auf der Oberfläche durch die tangentialen magnetischen Feldstärken ausgedrückt werden, also

$$\tilde{E}_0 + \tilde{E}_1 = \tilde{E}_{0r} + \tilde{E}_{1r} = \xi (\tilde{H}_{0r} + \tilde{H}_{1r}). \quad (2.85)$$

Die tangentialen Komponenten \tilde{H}_{0r} und \tilde{H}_{1r} sind durch die Projektion von \tilde{H}_0 und \tilde{H}_1 auf die Oberfläche gegeben, wie in Bild 2.2 dargelegt. Daher folgt unmittelbar

$$\tilde{E}_{0r} + \tilde{E}_{1r} = \xi (\tilde{H}_0 - \tilde{H}_1) \cos \vartheta_0. \quad (2.86)$$

Unter Ausnutzung von (2.80) kann die Amplitude des **H**-Feldes durch die Amplitude des **E**-Feldes ausgedrückt werden, wobei auf der Vakuumseite natürlich $\tilde{\epsilon}_r = \tilde{\mu}_r = 1$ gilt. Gleichung (2.86) wird mit $\tilde{H} = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} \tilde{E}$ damit zu

$$\tilde{E}_{0r} + \tilde{E}_{1r} = \xi \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\tilde{E}_{0r} - \tilde{E}_{1r}) \cos \vartheta_0. \quad (2.87)$$

Wird dieser Ausdruck durch elementare Rechenschritte umgestellt und ξ nach (2.84) eingesetzt, ergibt sich die Amplitudenreflektivität für eine senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Welle

$$r_s = \frac{\tilde{E}_{1r}}{\tilde{E}_{0r}} = \left(\frac{\tilde{E}_1}{\tilde{E}_0} \right)_s = \frac{\cos \vartheta_0 - \tilde{n}}{\cos \vartheta_0 + \tilde{n}}. \quad (2.88)$$

Zur Bestimmung der Formel für die Amplitudenreflektivität der parallel zur Einfallsebene stehenden Komponente des elektrischen Feldes wird zweckmäßigerweise wiederum mit dem **H**-Feld begonnen, welches in diesem Fall tangential zur Oberfläche ist. Die Argumentation verläuft komplett analog, sodass direkt

$$(\tilde{H}_{0r} + \tilde{H}_{1r}) = \frac{1}{\xi} (\tilde{E}_{0r} - \tilde{E}_{1r}) \cos \vartheta_0 = \frac{1}{\xi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} (\tilde{H}_{0r} - \tilde{H}_{1r}) \cos \vartheta_0 \quad (2.89)$$

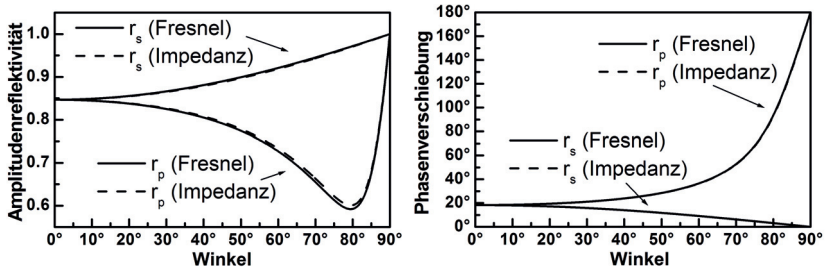


Bild 2.3: Der Vergleich der Amplitudenreflektivität und Phasenverschiebung berechnet mit den Fresnel-Gleichungen und der Oberflächenimpedanz zeigt für Stahl bei 1030 nm (Brechungsindex $2,59 + i\,4,87$) eine sehr gute Übereinstimmung.

geschrieben werden kann. Wird diese Gleichung elementar umgeformt, resultiert die Amplitudenreflektivität für die parallele Komponente des elektrischen Feldes

$$r_p = \frac{\tilde{H}_{1t}}{\tilde{H}_{0t}} = \left(\frac{\tilde{E}_1}{\tilde{E}_0} \right)_s = \frac{\bar{n} \cos \vartheta_0 - 1}{\bar{n} \cos \vartheta_0 + 1}. \quad (2.90)$$

Die mittels (2.88) und (2.90) berechneten Amplitudenreflektivitäten zeigen für typische Brechungsindizes von Metallen eine gute bis sehr gute Übereinstimmung mit den Zahlenwerten bei Auswertung der Fresnel-Formeln, siehe exemplarisch Bild 2.3. Die Formeln (2.88) und (2.90) folgen formal auch aus den Fresnel-Gleichungen (2.67) und (2.74), wenn man

$$\bar{n}_1 = 1 \quad \text{und} \quad \bar{n}_2^2 - \sin^2 \vartheta_0 \approx \bar{n}_2^2 = \bar{n}^2 \quad (2.91)$$

verwendet. Das bedeutet $\bar{n}_2^2 \gg \sin^2 \vartheta_0$ und ist somit konsistent mit den Annahmen, welche für das Konzept der Oberflächenimpedanz getroffen wurden. Die Bedeutung des Konzeptes der Oberflächenimpedanz geht allerdings weit über die Herleitung der genäherten Gleichungen für die Reflektivitätsgleichungen hinaus. Die Grenzbedingungen (2.83) und (2.82) erlauben es - wie gesehen - die Felder außerhalb des Metalls zu berechnen, ohne das Feld im Inneren berechnen zu müssen. Der Einfluss der Metalloberfläche auf das oberflächennahe Feld wird ausschließlich durch die Oberflächenimpedanz berücksichtigt. Das bringt bei diskretisierten numerischen Rechnungen sehr große Vorteile, da ein Rechengitter innerhalb des Metalls nicht notwendig ist.

Die Näherungsformeln (2.88) und (2.90) erlauben es auch, sehr einfache Ausdrücke für die Intensitätsabsorptivität $A = 1 - |r|^2$ zu erhalten. Sei eine komplexe Größe \bar{c} durch

$$\bar{c} = \pm \frac{a - \bar{b}}{a + \bar{b}} \quad (2.92)$$

gegeben, wobei a reell und \bar{b} komplex ist. Aus elementaren Rechenschritten folgt nach einfachem Ausrechnen die Hilfsformel

$$1 - |\bar{c}|^2 = \frac{4a \operatorname{Re}(\bar{b})}{a^2 + |\bar{b}|^2 + 2a \operatorname{Re}(\bar{b})}. \quad (2.93)$$

Mit dieser Hilfsformel ergeben sich aus (2.88) und (2.90) unmittelbar die Ausdrücke

$$A_s(\vartheta_0) = 1 - |r_s|^2 = \frac{4n \cos \vartheta_0}{(n^2 + k^2) + 2n \cos \vartheta_0 + \cos^2 \vartheta_0}, \quad (2.94)$$

$$A_p(\vartheta_0) = 1 - |r_p|^2 = \frac{4n \cos \vartheta_0}{(n^2 + k^2) \cos^2 \vartheta_0 + 2n \cos \vartheta_0 + 1}. \quad (2.95)$$

Eine Taylorentwicklung um $\tilde{\vartheta}_0 = \pi/2$ von $A_s(\vartheta_0)$ bis zur linearen Ordnung und $A_p(\vartheta_0)$ bis zur quadratischen Ordnung ergibt die gelegentlich nützlichen Abschätzungen

$$\tilde{A}_s(\vartheta_0) = -\frac{4n}{n^2 + k^2} \left(\vartheta_0 - \frac{\pi}{2} \right), \quad (2.96)$$

$$\tilde{A}_p(\vartheta_0) = -4n \left(\vartheta_0 - \frac{\pi}{2} \right) - 8n^2 \left(\vartheta_0 - \frac{\pi}{2} \right)^2, \quad (2.97)$$

$$\frac{\tilde{A}_p(\vartheta_0)}{\tilde{A}_s(\vartheta_0)} = \left[1 + 2n \left(\vartheta_0 - \frac{\pi}{2} \right) \right] (n^2 + k^2). \quad (2.98)$$

Bei nahezu streifenden Einfallswinkeln reagiert die Absorptivität bei paralleler Polarisation offenbar grob um den Faktor $(n^2 + k^2)$ empfindlicher auf Winkeländerungen als bei senkrechter Polarisation. Das könnte Auswirkungen auf die Prozessstabilität bei der Lasermaterialbearbeitung mit polarisierter Laserstrahlung haben, wurde in dieser Arbeit aber nicht weitergehend untersucht.

2.1.6 Absorbierte Intensität

Die hauptsächliche Prozessenergie bei der Laserbearbeitung von Metallen ist durch die vom Metall absorbierte Laserstrahlung gegeben. Trifft eine ebene Welle mit Richtungsvektor \mathbf{s}_E und Intensität I_E ausgehend von einem Dielektrikum (Medium 1) auf ein Metall (Medium 2) unter einem reellen Winkel ϑ_0 (Bild 2.4), so resultiert eine reflektierte Welle mit Richtungsvektor \mathbf{s}_R und Intensität I_R .⁴ Der Einheitsnormalenvektor \mathbf{n} der Metalloberfläche zeige in das Metall hinein. Die Intensitäten der reflektierten Welle für parallele und senkrechte Polarisation sind gegeben durch

$$(I_R)_p = |r_p(\vartheta_0)|^2 (I_E)_p = R_p(\vartheta_0) (I_E)_p, \quad (2.99)$$

$$(I_R)_s = |r_s(\vartheta_0)|^2 (I_E)_s = R_s(\vartheta_0) (I_E)_s. \quad (2.100)$$

⁴E und R stehen hier für Einfallend und Reflektiert.

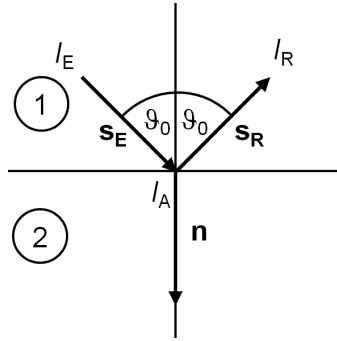


Bild 2.4: Eine Welle trifft ausgehend von einem Dielektrikum unter einem Winkel ϑ_0 auf eine Grenzfläche zu einem Metall. Ein Teil der Leistung wird reflektiert, der Rest absorbiert.

Weil die optische Eindringtiefe im Metall klein ist, wirkt die absorbierte Intensität wie eine reine Oberflächenwärmequelle. Zur Berechnung der auf der Oberfläche absorbierten Intensität muss die absorbierte Energieflussdichte in die Richtung der Oberflächennormalen projiziert werden. Es gilt

$$I_A = (I_E \mathbf{s}_E + I_R \mathbf{s}_R) \cdot \mathbf{n}$$

jeweils für den parallelen und senkrechten Anteil der Strahlung. Daraus folgt sofort

$$I_A = I_E \cos \vartheta_0 - I_R \cos \vartheta_0 \quad (2.101)$$

$$= I_E [1 - R(\vartheta_0)] \cos \vartheta_0 \quad (2.102)$$

$$= I_E A(\vartheta_0) \cos \vartheta_0. \quad (2.103)$$

Unter Verwendung der für $n^2 + k^2 \gg 1$ gültigen Näherungslösungen (2.94) und (2.95) folgt somit

$$(I_A)_s = (I_E)_s \frac{4n \cos^2 \vartheta_0}{(n^2 + k^2) + 2n \cos \vartheta_0 + \cos^2 \vartheta_0}, \quad (2.104)$$

$$(I_A)_p = (I_E)_p \frac{4n \cos^2 \vartheta_0}{(n^2 + k^2) \cos^2 \vartheta_0 + 2n \cos \vartheta_0 + 1}. \quad (2.105)$$

Es ist interessant, dass (2.104) und (2.105) beide streng monoton fallende Funktionen im Intervall von 0 bis $\pi/2$ sind. Das sieht man daran, dass die Ableitungen bezüglich ϑ_0 in diesem Intervall negativ sind:

$$\frac{d}{d\vartheta_0} (I_A)_s = \frac{-4n(n^2 + k^2 + n \cos \vartheta_0) \sin 2\vartheta_0}{[(n^2 + k^2) + 2n \cos \vartheta_0 + \cos^2 \vartheta_0]^2} < 0, \quad (2.106)$$

$$\frac{d}{d\vartheta_0} (I_A)_p = \frac{-4n(1 + \cos \vartheta_0) \sin 2\vartheta_0}{[(n^2 + k^2) \cos^2 \vartheta_0 + 2n \cos \vartheta_0 + 1]^2} < 0. \quad (2.107)$$

Das Absorptivitätsmaximum der parallelen Komponente beim Brewster-Winkel tritt also für die absorbierte Intensität nicht auf. Das bedeutet wiederum, dass eine Vergrößerung des Einstrahlwinkels ϑ_0 grundsätzlich zu einer Verkleinerung der absorbierten Intensität führt.

2.1.7 Absorptionsmechanismus in Metall

Die Frage nach dem Reflektivitätsverhalten von Metallen war grundlegend für die Entwicklung der Festkörperphysik. Es stellt sich heraus, dass es außerordentlich schwierig ist, die optischen Eigenschaften von Metallen vorherzusagen.

Eines der ersten Modelle für das Verhalten von Metallen stellte das *Drude-Modell* (1900) dar. In diesem Modell bilden die Valenzelektronen im metallischen Festkörper vor dem Hintergrund der positiv geladenen Ionen ein Elektronengas. Die Elektronen wechselwirken dabei untereinander nicht, sondern breiten sich geradlinig aus, bis sie mit einem Ion zusammenstoßen. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ist dabei, wie in einem idealen Gas, durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung gegeben. Im Falle eines Zusammenstoßes mit einem Atomrumpf ändert das Elektron seine Richtung instantan und zufällig und nimmt die thermische Geschwindigkeit an, die der Temperatur am Ort des Stoßes entspricht. Die mittlere Zeit zwischen den Stößen wird dabei als *mittlere freie Zeit* τ , deren Kehrwert als Stoßrate Γ bezeichnet.

Obwohl das Modell einige qualitative Voraussagen machen kann, so sind praktisch alle Voraussetzungen in der Realität nicht erfüllt [5]. Eine wesentliche Verbesserung stellte das *Sommerfeld-Modell* dar, bei dem vor allem die Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Elektronengeschwindigkeiten wegen des Pauli-Verbots durch die Fermi-Dirac-Verteilung ersetzt wird. Weiterhin erweist sich, dass die Stöße der Elektronen nicht mit den Atomrümpfen stattfinden. Das Konzept der mittleren freien Zeit ist jedoch grundsätzlich erfolgreich, wobei die Stöße aber vorrangig mit Phononen, anderen Elektronen sowie Störungen im Kristallgitter etc. stattfinden können. Wenn diese Effekte statistisch unabhängig sind, kann eine effektive Stoßrate einfach durch Summierung der einzelnen Raten $\Gamma_{ges} = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \dots$ definiert und verwendet werden.

In Tabelle 2.1 sind auf dem Drude-Sommerfeld-Modell basierende berechnete mittlere freie Weglängen und mittlere freie Zeiten für drei ausgewählte Elemente bei drei Temperaturen dargestellt. Eine wichtige Größe ist dabei r_s , die durch den Radius der Kugel definiert ist, deren Volumen jedes Leitungselektron geometrisch für sich allein besitzen

	Fe	Cu	Al
r_s / a_0	2,12	2,67	2,08
v_F	1,98	1,58	2,02
ρ (77 K)	0,66	0,20	0,30
ρ (273 K)	8,90	1,56	2,45
ρ (373 K)	14,70	2,24	3,55
τ (77 K)	3,16	20,80	6,59
τ (273 K)	0,23	2,67	0,81
τ (373 K)	0,14	1,86	0,56
l (77 K)	62,76	328,22	133,18
l (273 K)	4,65	42,08	16,31
l (373 K)	2,82	29,31	11,25

Tabelle 2.1: Elektronische Metalleigenschaften[5]. Die Fermigeschwindigkeit ist in 10^8 cm/s, der spezifische Widerstand ρ in $\mu\Omega \cdot \text{cm}$, die mittlere freie Zeit τ in 10^{-14} s und die mittlere freie Weglänge l in nm angegeben.

darf. Es gilt zwischen r_s und der freien Elektronendichte n daher [5]

$$r_s = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi n}}. \quad (2.108)$$

Meistens wird r_s als Vielfaches des Bohrschen Radius $a_0 \approx 0,53 \text{ \AA}$ angegeben. Die mittlere freie Zeit der Elektronen kann aus dem experimentell bestimmten spezifischen Widerstand ρ berechnet werden. Es gilt [5]

$$\tau = \left(\frac{0,22}{\rho} \right) \left(\frac{r_s}{a_0} \right)^3 \cdot 10^{14} \text{ s}, \quad (2.109)$$

wenn der spezifische Widerstand in der Einheit $\mu\Omega \cdot \text{cm}$ eingesetzt wird. Die Geschwindigkeit der freien Elektronen im Elektronengas ist etwa mit der Fermigeschwindigkeit v_F identisch, welche gegeben ist durch [5]

$$v_F = \frac{4,2}{r_s/a_0} \cdot 10^8 \text{ cm/s}. \quad (2.110)$$

Die mittlere freie Weglänge l ist dann durch $v_F \cdot \tau$ definiert. Wie man in Tabelle 2.1 ablesen kann, nimmt der spezifische Widerstand in diesem Temperaturbereich mit zunehmender Temperatur zu. Entsprechend nehmen die mittlere freie Zeit und die mittlere freie Weglänge ab.

Eine Stromdichte im Metall ist wegen $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m$ (\mathbf{p} : mittlerer Impuls, m : Elektronenmasse) gegeben durch

$$\mathbf{j} = - \frac{ne\mathbf{p}(t)}{m}, \quad (2.111)$$

wobei e die Elektronenladung darstellt. Aus der Drude-Theorie kann die resultierende Stromdichte, welche durch ein elektrisches Wechselfeld generiert wird, berechnet werden. Dazu betrachtet man die Differentialgleichung [5]

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{\mathbf{p}(t)}{\tau} - e\mathbf{E}(t) \quad (2.112)$$

für den mittleren Impuls der Elektronen. Der Reibungsterm $-\mathbf{p}/\tau$ trägt der Annahme Rechnung, dass das Feld für ein Elektron nur während der begrenzten freien Zeit zwischen den Stößen eine Impulszunahme bewirken kann. Sobald ein Stoß stattfindet, bewegt sich das Elektron mit der lokalen thermischen Geschwindigkeit in eine zufällige Richtung und der Prozess beginnt von vorn. Wenn die mittlere freie Weglänge deutlich kleiner als die Wellenlänge der Anregung ist, kann der Lösungsansatz [5]

$$\mathbf{p}(t) = \text{Re}(\mathbf{p}(\omega)e^{-i\omega t}) \quad (2.113)$$

gewählt werden. Mit diesem Ansatz folgt

$$\mathbf{p}(\omega) = \frac{(ne^2/m)\mathbf{E}(\omega)}{(1/\tau) - i\omega} = \sigma(\omega)\mathbf{E}(\omega), \quad (2.114)$$

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}. \quad (2.115)$$

Hierbei wurde noch die aus der Drude-Theorie folgende Gleichstromleitfähigkeit

$$\sigma_0 = ne^2\tau/m \quad (2.116)$$

eingesetzt, welche im Drude-Modell durch die freie Elektronendichte und Elektronenmasse mit τ verknüpft ist. Das zentrale Ergebnis der Rechnung ist die aus der Gleichstromleitfähigkeit und mittleren freien Zeit der Elektronen berechnete Wechselstromleitfähigkeit $\sigma(\omega)$. Diese kann in Gleichung (2.27) anstelle von σ eingesetzt werden, um mit (2.29) den frequenzabhängigen Brechungsindex eines Metalls zu berechnen. Im Grenzfall $\omega \rightarrow \infty$ geht die Wechselstromleitfähigkeit (2.115) gegen Null, sodass ϵ_r in (2.27) dann für die Dielektrizitätszahl bei unendlich großen Frequenzen steht. Es ist daher legitim in (2.27) anstatt ϵ_r die Bezeichnung ϵ_∞ zu verwenden. Mit dieser Definition lautet der Brechungsindex im Drude-Modell explizit

$$n + ik = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} = \sqrt{\mu_r} \sqrt{\epsilon_\infty + i \frac{\sigma(\omega)}{\epsilon_0 \omega}}. \quad (2.117)$$

Wie bereits diskutiert, wird μ_r bei optischen Frequenzen bei allen Metallen identisch zu 1, da die magnetischen Dipole dem Feld bei hohen Frequenzen nicht mehr folgen können. Im Grenzfall $\omega \rightarrow \infty$ sind auch die frei beweglichen Elektronen im Elektronengas zu träge, um dem Feld zu folgen, sodass für das Drude-Modell in (2.117) explizit $\epsilon_\infty = 1$

gelten muss.⁵ Das Endergebnis dieser Überlegungen ist der Brechungsindex im Rahmen des Drude-Modells, gegeben durch

$$n + ik = \sqrt{1 + i \frac{\sigma(\omega)}{\epsilon_0 \omega}} \quad (2.118)$$

mit der Wechselstromleitfähigkeit $\sigma(\omega)$ aus (2.115).

Es muss jedoch beachtet werden, dass die Formel zur Berechnung von $\sigma(\omega)$ in (2.115) unter Voraussetzung der Differentialgleichung (2.112) hergeleitet wurde. Hierbei wurde angenommen, dass das Elektron während der Anregung durch das Wechselfeld am gleichen Ort bleibt - also als zeitabhängige Anregung ausschließlich das zeitlich periodische Feld spürt. Wenn das Elektron aber während der Anregung durch die elektromagnetische Welle auch seinen Ort verändert, so würde sich das lokale Feld zusätzlich noch örtlich ändern. Die Voraussetzung für die Gültigkeit von (2.115) ist ja, dass die mittlere freie Weglänge der Elektronen deutlich kleiner als die Wellenlänge der Anregung ist, also $l \ll \lambda$. Wie man Tabelle 2.1 entnehmen kann, ist diese Bedingung für die betrachteten Metalle bereits bei Raumtemperatur für die typischen Wellenlängen der Laserbearbeitung von $\geq 300\text{nm}$ gut erfüllt.

⁵Das bedeutet aber keineswegs, dass der Realteil der komplexen Zahl unter der Wurzel 1 sein muss, weil $\sigma(\omega)$ selbst eine komplexe Zahl mit frequenzabhängigem Real- und Imaginärteil ist.

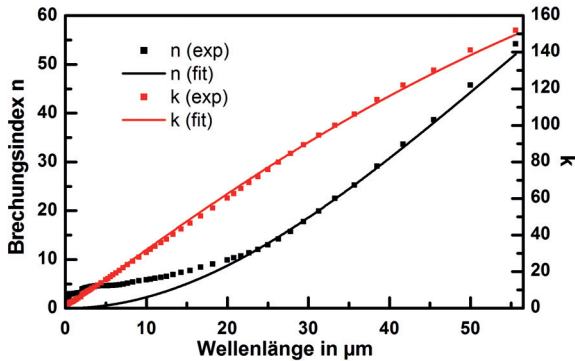


Bild 2.5: Vergleich von experimentellen Daten des Brechungsindex von Eisen aus [6] (Raumtemperatur) mit berechneten Werten aus (2.118) bzw. (2.115). Für die Kurvenanpassung wurden $\rho = 1/\sigma_0$ und τ an die experimentellen Daten angepasst. Es resultierte $\rho_{\text{Fe}} = (8,2 \pm 0,1) \mu\Omega \cdot \text{cm}$, $\tau_{\text{Fe}} = (3,72 \pm 0,08) \cdot 10^{-14} \text{s}$. Die Übereinstimmung, insbesondere von n , ist erst ab einer Wellenlänge von $20\mu\text{m}$ befriedigend.

Der Gültigkeitsbereich des Drude-Modells zur Beschreibung der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex von Metall zeigt sich allerdings erst durch den Vergleich mit experimentellen Daten.

Zu diesem Zweck wurde (2.118) unter Verwendung von (2.115) durch Ausgleichsrechnung an experimentelle Daten angepasst. Als freie Parameter wurden $\rho = 1/\sigma_0$ und τ verwendet, obwohl innerhalb der strengen Drude-Theorie beide Parameter wegen (2.109) voneinander abhängen.

In Bild 2.5 ist das Resultat der bestmöglichen Übereinstimmung mit experimentellen Daten von Eisen bis weit in den Infrarotbereich hinein dargestellt. Es ergab sich $\rho_{\text{Fe}} = (8,2 \pm 0,1) \mu\Omega \cdot \text{cm}$ und $\tau_{\text{Fe}} = (3,72 \pm 0,08) \cdot 10^{-14} \text{s}$. Der resultierende spezifische Widerstand ergibt in etwa den Wert aus Tabelle 2.1, die mittlere freie Zeit kommt vollkommen anders heraus. Das ist nicht so überraschend, da die Hauptschwäche der Drude-Theorie in der schlechten quantitativen Beschreibung von τ liegt. Die Modellanpassung an die experimentellen Daten ist für Wellenlängen ab etwa $20 \mu\text{m}$ aufwärts recht erfolgreich. Auffällig ist die extrem große Diskrepanz bei kurzen Wellenlängen, insbesondere vom Realteil n des Brechungsindex, welche in Bild 2.6 noch deutlicher sichtbar ist. Es ist aber gerade dieser Wellenlängenbereich, der für die Laser-Materialbearbeitung von größtem Interesse ist. Auch die weitverbreitete Ansicht, dass das Drude-Modell für Eisen bei der typischen Wellenlänge von CO_2 -Lasern ($10,6 \mu\text{m}$) angewendet werden kann, bestätigt sich nicht.

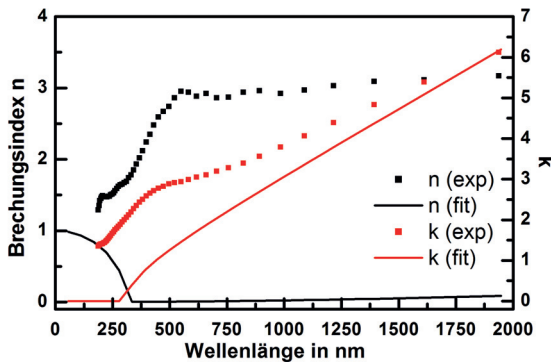


Bild 2.6: Vergleich von experimentellen Daten des Brechungsindex von Eisen aus [7] (Raumtemperatur) mit den berechneten Werten aus Bild 2.5. Offensichtlich ist das Drude-Modell bei Eisen für diese Wellenlängen nicht anwendbar.

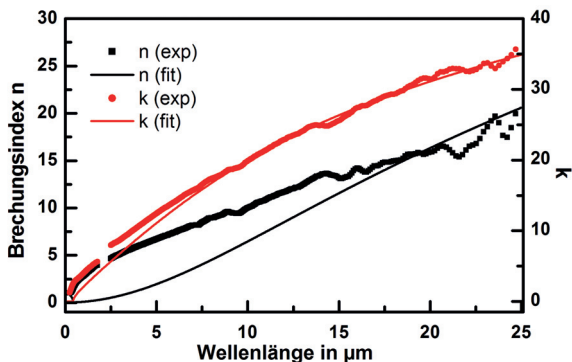


Bild 2.7: Vergleich von experimentellen Daten des Brechungsindex von Stahl (1.4301) aus [8] (Raumtemperatur) mit den berechneten Werten aus (2.118) bzw. (2.115). Für die Kurvenanpassung wurden $\rho = 1/\sigma_0$ und τ an die experimentellen Daten angepasst. Es resultierte $\rho_{\text{Stahl}} = (79,8 \pm 0,1) \mu\Omega \cdot \text{cm}$, $\tau_{\text{Stahl}} = (0,73 \pm 0,01) \cdot 10^{-14} \text{ s}$.

Bild 2.7 zeigt die entsprechende Ausgleichsrechnung für Stahl, wobei die Einschätzung zur Beschreibbarkeit durch das Drude-Modell bei kleinen Wellenlängen genauso negativ ausfällt wie bei reinem Eisen. Bei Wellenlängen oberhalb von $20 \mu\text{m}$ erscheint das Drude-Modell einigermaßen geeignet. In Tabelle 2.2 sind die Ergebnisse der Ausgleichsrechnungen für Stahl und Eisen im direkten Vergleich gegenübergestellt. Es ergibt sich ein höherer elektrischer Widerstand, eine kürzere freie Zeit und eine kürzere freie Weglänge der Elektronen. Das kann durch die im Stahl vorhandenen Legierungselemente, welche zahlreiche Gitterdeformationen und Versetzungen zur Folge haben, gut erklärt werden.

Es gibt jedoch durchaus Metalle, deren Verhalten mit dem Drude-Modell auch bei sichtbaren Wellenlängen gut übereinstimmt. Dazu zählen insbesondere die Alkalimetalle. Exemplarisch ist in Bild 2.8 ein Vergleich zwischen Ausgleichsrechnung und experimentellen Daten für Natrium dargestellt. Es wird sogar das von der Drude-Theorie vor-

	Fe	Stahl
ρ	8,20	79,80
τ	3,72	0,73
l	73,70	14,50

Tabelle 2.2: Der spezifische Widerstand ρ ist in $\mu\Omega \cdot \text{cm}$, die mittlere freie Zeit τ in 10^{-14} s und die mittlere freie Weglänge l in nm angegeben.

hergesagte Verhalten beobachtet, dass das Metall unterhalb einer Grenzwellenlänge (hier 210nm) transparent wird.

Der Hauptgrund für das Versagen des einfachen Modells für kurze Wellenlängen ist das Auftreten von Interbandübergängen, welche in der Drude-Theorie nicht als möglicher Mechanismus vorkommen. Dieser zusätzliche Absorptionsmechanismus kann auftreten, wenn die Photonenenergie $\hbar\omega$ ausreicht, um ein Elektron in ein höheres Energieband anzuregen. Es gibt Versuche, den beschriebenen Formalismus um zusätzliche Interbandterme zu erweitern, siehe beispielsweise [9].

Die Vielzahl an möglichen Übergängen und anderen physikalischen Prozessen sowie die komplizierte Struktur der Energiebänder und Fermiflächen macht die Vorhersage des optischen Verhaltens von Metallen für optische Frequenzen extrem schwierig und ist Gegenstand der Forschung, siehe dazu beispielsweise [5, 10]. Unabhängig von diesen Schwierigkeiten können die Fresnelschen Formeln trotzdem angewendet werden, sofern ein experimentell bestimmter Brechungsindex verwendet wird.

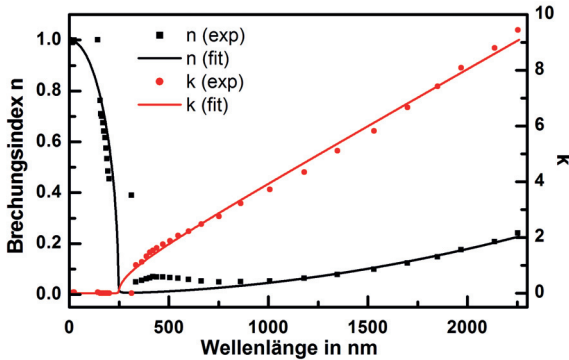


Bild 2.8: Vergleich von experimentellen Daten des Brechungsindex von Natrium aus [11] (Raumtemperatur) mit berechneten Werten aus (2.118) bzw. (2.115). Für die Kurvenanpassung wurden $\rho = 1/\sigma_0$ und τ an die experimentellen Daten angepasst. Es resultierte $\rho_{\text{Na}} = (8,2 \pm 1,3) \mu\Omega \cdot \text{cm}$, $\tau_{\text{Na}} = (2,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-14} \text{ s}$. Die Übereinstimmung ist auch für kurze Wellenlängen relativ gut, sogar der Übergang zur Transparenz für Wellenlängen unterhalb von 210 nm [5] wird richtig vorhergesagt.

2.1.8 Eigenschaften der Metallabsorption

Für die Beschreibung eines Laser-Materialbearbeitungsprozesses ist die Kenntnis der Wärmequelle, die aus der Absorption der Laserstrahlung resultiert, von zentraler Bedeutung. Daher sind die Absorptionseigenschaften des bestrahlten Materials von großer Wichtigkeit.

2.1.8.1 Messung des Brechungsindex von Metallen

Wie in Kapitel 2.1.7 gesehen können die optischen Eigenschaften von Metallen im sichtbaren oder nahen infraroten Spektralbereich meistens nicht aus der leicht messbaren elektrischen Gleichstromleitfähigkeit geschlossen werden. Die wahren Verhältnisse sind aufgrund von komplizierten energetischen Bandstrukturen und Übergangsmechanismen auch bei hochreinem Metall in der Regel äußerst kompliziert. Im Fall von industriell relevanten Legierungen, wie beispielsweise Stahl, sind die Verhältnisse durch den Einfluss von Legierungselementen auf die Gitter- und Bandstruktur nochmals schwieriger. Eine belastbare theoretische Berechnung des Brechungsindex ist praktisch nicht mehr möglich. Die experimentelle Beobachtung zeigt, dass die Reflektivität von den meisten Metallen mindestens bei Wellenlängen $< 20\mu\text{m}$ gegenüber der einfachen Drude-Vorhersage stark reduziert ist. Sofern die Voraussetzungen für die Herleitung der Fresnel-Gleichungen, oder mindestens die etwas schwächeren für die Oberflächenimpedanz, noch erfüllt sind, kann trotzdem noch ein experimentell bestimmter komplexer Brechungsindex für die Beschreibung der Amplitudenreflektivität herangezogen werden.

Wenn sich allerdings auf der Oberfläche - möglicherweise transparente - Oxidschichten befinden oder aber die Oberfläche eine relevante Oberflächenrauheit aufweist, muss die Absorptivität des bestrahlten Materials für beide Polarisationen und verschiedene Einfallswinkel experimentell bestimmt werden. In diesem Fall sind die oben genannten Voraussetzungen nicht mehr erfüllt und ein materialspezifischer Brechungsindex allein reicht nicht mehr für die theoretische Beschreibung aus.

Die Messung optischer Materialkonstanten von Metallen stellt besonders hohe Anforderungen sowohl an die Probenpräparation als auch an die Messmethoden. Wegen der meist geringen Eindringtiefe der Lichtwelle in das Metall ist der Brechungswinkel experimentell schwierig zugänglich. Stattdessen kann beispielsweise die Winkelabhängigkeit der Reflektivität gemessen werden. Die Hauptschwierigkeit bei der quantitativen Messung der reflektierten Leistung besteht darin, auch die kaum vermeidbaren diffusen Anteile der reflektierten Strahlung aufzufangen. Daher wird üblicherweise mit Ul-

brichtkugeln gearbeitet, wobei die Versuchsaufbauten sorgfältig kalibriert werden müssen. Zahlreiche Hinweise zum Aufbau eines solchen Experimentes finden sich in [12].

Das *Kirchhoffsche Strahlungsgesetz* eröffnet weitere Möglichkeiten, die Absorptivität zu bestimmen. Danach sind der gerichtete spektrale Absorptions- und Emissionsgrad identisch, wobei letzterer häufig einfacher zu messen ist. Zur Kalibrierung der Apparatur wird ein Kalibriernormal benötigt, das idealerweise einem schwarzen Strahler sehr nahe kommt.

Ein wichtiges Verfahren zur Bestimmung des komplexen Brechungsindex ist die Ellipsometrie, bei der die Phasenverschiebung zwischen paralleler und senkrechter Polarisation nach der Reflexion polarisierter Strahlung ausgewertet wird. Die relative Phasenverschiebung hängt durch die komplexen Amplitudenreflektivitäten direkt vom komplexen Brechungsindex ab. Der Zusammenhang kann aus den Gleichungen (2.67) und (2.74) entnommen werden.

Um den Brechungsindex möglichst genau messen zu können sollte die Probenoberfläche eine Rauheit aufweisen, die deutlich unterhalb der interessierenden Lichtwellenlänge liegt. Um eine Oxidation der Metalloberfläche zu vermeiden, finden diese Experimente normalerweise unter Schutzatmosphäre oder sogar im Hochvakuum statt.

Diese Bedingungen sind für ein industrielles Umfeld sicherlich nicht typisch. Hier muss mit rauen, teilweise oxidierten und möglicherweise sogar verschmutzten Oberflächen gerechnet werden. Dadurch kann die Absorptivität maßgeblich verändert sein. Außerdem besitzen die industriell relevanten Materialien meistens einen geringen Reinheitsgrad. Die Nützlichkeit von Materialkonstanten, die unter idealisierten Bedingungen gemessen wurden, ist deswegen fraglich.

Wenn nur der absorbierte Anteil der Strahlung von Interesse ist, bieten sich kalorimetrische Verfahren an. Detaillierte Anforderungen an einen geeigneten Versuchsaufbau finden sich in der DIN-Norm⁶ zur Charakterisierung von Laseroptiken [13]. Die zu untersuchende Probenoberfläche wird im Zeitintervall von t_{an} bis t_{aus} für eine Zeit $t_B = t_{\text{aus}} - t_{\text{an}}$ mit einer Lichtleistung P bestrahlt und der Temperaturverlauf der Probe zeitaufgelöst aufgezeichnet. Durch die Absorption kommt es zu einer Temperaturerhöhung und nach Ende der Bestrahlungsdauer zu einer Abkühlung des Probenkörpers. Zur Bestimmung des Absorptionsgrades kann der zeitliche Verlauf der Temperatur während des Anstiegs (*Exponentialverfahren*) und des Abkühlens (*Impulsverfahren*) ausgewertet werden. Ersteres ist besonders geeignet, wenn die Bestrahlungsdauer und die Abkühldauer in der

⁶DIN EN ISO 11551

gleichen Größenordnung liegen. Dieser Fall tritt typischerweise bei Proben mit geringer Absorptivität auf, etwa bei optischen Gläsern.

Das Impulsverfahren hingegen ist besonders geeignet, wenn die Bestrahlungsdauer kurz im Vergleich zur Abkühldauer ist und wurde für die durchgeführten Experimente eingesetzt. Die idealisierte Situation wäre eine thermische Isolierung der Probe, sodass die zugeführte Wärmemenge bei bekannter und konstanter Wärmekapazität $m \cdot c_p$ aus dem (maximalen) Temperaturanstieg ΔT resultiert. Der Absorptionsgrad ist dann durch den Quotient aus der im Bauteil als Wärme verbleibenden Energie und der insgesamt eingestrahlenen Energie

$$A = \frac{E_{\text{Wärme}}}{E_{\text{insgesamt}}} = \frac{\Delta T \cdot \sum_i c_p^{(i)} \cdot m^{(i)}}{P \cdot t_B} \quad (2.119)$$

gegeben. Zwar ist die Probe in der Realität thermisch nicht vollständig isoliert, die zugeführte Wärmemenge kann bei langsamer Abkühlung aber recht gut aus dem Abkühlverlauf abgeschätzt werden. Als funktionaler Zusammenhang wird dazu ein exponentieller Abfall als

$$T(t) = A_c + B_c e^{-\gamma_c(t-t_0)} \quad (2.120)$$

angesetzt, wobei t_0 zweckmäßigerweise den Zeitpunkt des Abkühlbeginns bezeichnet. Die Konstanten A_c , B_c und die Zeitkonstante der Abkühlung γ_c^{-1} werden dann durch Ausgleichsrechnung aus den experimentellen Daten bestimmt. Direkt nach Ende der Bestrahlung t_{aus} ist die Probe im Allgemeinen noch nicht thermalisiert, sodass Gleichung

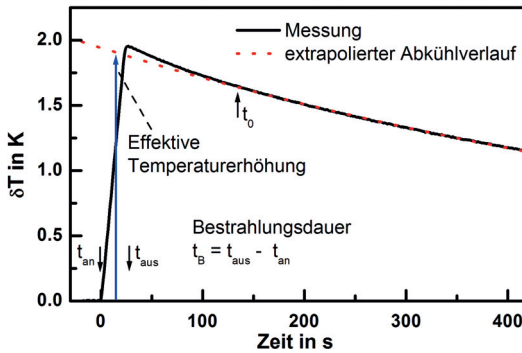


Bild 2.9: Bestimmung der effektiven Temperaturerhöhung beim Impulsverfahren der Kalorimetrie.

(2.120) zunächst noch nicht gilt. Der Zeitpunkt des Abkühlbeginns t_0 wurde in den Auswertungen so gewählt, dass das Abkühlverhalten gut durch (2.120) beschrieben werden konnte⁷. Die Temperaturänderung sei hier durch

$$\delta T = T - A_c \quad (2.121)$$

definiert.

Die effektive Temperaturänderung ΔT_{eff} resultiert aus der Extrapolation der Abkühlfunktion zum Zeitpunkt in der Mitte des Bestrahlungsintervalls

$$\Delta T_{\text{eff}} = \delta T \left(\frac{t_{\text{aus}} - t_{\text{an}}}{2} \right), \quad (2.122)$$

wie in Bild 2.9 gezeigt. Falls $\gamma_c \cdot t_B < 0,5$ gilt, so darf ΔT in (2.119) in guter Näherung durch ΔT_{eff} ersetzt werden⁸.

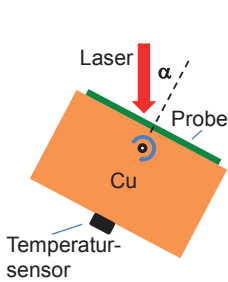


Bild 2.10: Versuchsschema für die Kalorimetrie.

Für die industrielle Fertigung besitzt der rostfreie Cr/Ni-Stahl 1.4301 eine besonders große Bedeutung. Daher wurden die theoretischen Berechnungen und Experimente weitgehend alle mit diesem Stahl durchgeführt. Für die kalorimetrische Messung der Absorptivität wurde die leicht polierte Edelstahlprobe ($R_a \approx 23 \text{ nm}$) mittels dünner Wärmeleitpaste in thermischen Kontakt mit einem Kupferzylinder gebracht, welcher seinerseits zur Temperaturmessung in thermischen Kontakt mit einem temperaturabhängigen Widerstand (PT100) stand. Der Kupferzylinder stellt dabei trotz dünner Proben ein für die Messung günstiges (geringes) Verhältnis zwischen Oberfläche und Volumen her. Die

resultierende langsame Abkühlung verkleinert γ_c mit den beschriebenen günstigen Konsequenzen. Wegen der großen Wärmeleitfähigkeit von Kupfer war unter den experimentellen Bedingungen die Thermalisierungszeit des Gesamtsystems Probe+Zylinder kurz gegenüber der Abkühldauer, was eine vergleichsweise gute Anwendbarkeit von (2.120) zur Folge hat.

Die Anordnung ist in Bild 2.10 dargestellt, wobei zur Variation des Bestrahlungswinkels noch eine Kippmöglichkeit vorgesehen war. Die mit der Apparatur bei einer Laserwellenlänge von 1030nm experimentell bestimmten Absorptivitäten sind in Bild 2.11

⁷Mit diesem Ansatz wurde dem in der Norm [13] eingeführten Korrekturfaktor f_c für Proben mit endlicher Wärmeleitfähigkeit begegnet.

⁸Diese Bedingung war hier bei allen Experimenten erfüllt. Andernfalls muss die rechte Seite von (2.119) zusätzlich mit dem Korrekturfaktor $0.5\gamma_c t_B / \sinh(\gamma_c t_B / 2)$ multipliziert werden [13].

gezeigt. Aus einer Ausgleichsrechnung folgt aus diesen Daten der Brechungsindex $n = 2,59 + i4,87$ mit einer Genauigkeit von etwa 5%, der in dieser Arbeit verwendet wird.

In der Literatur wird für diesen Stahl bei dieser Wellenlänge ein Zahlenwert von $2,86 + i4,08$ angegeben [8], was durchaus eine signifikante Abweichung darstellt. Bei senkrechtem Einfall folgt aus diesem Literaturwert eine Absorptivität von etwa 36%; für die kalorimetrisch selbst bestimmten Werte folgt hingegen lediglich etwa 28,3%. Auch andere Autoren berichten für senkrechten Einfall bei Stahl eine Absorptivität von nur etwa 30% [14].

2.1.8.2 Absorptivität bei hoher Temperatur

Die experimentell bestimmten Oberflächenabsorptivitäten liegen in der Regel für Raumtemperatur und moderate Intensitäten vor. Die Datenbasis für die bei der Materialbearbeitung herrschenden Verhältnisse ist relativ klein. Die dem Bauteil durch Bestrahlung zugeführte Wärme bewirkt eine Temperaturerhöhung und es kommt bei Erreichen von Schmelz- oder Verdampfungstemperatur zusätzlich zu Phasenübergängen.

Die Temperaturabhängigkeit der Absorptivität hängt stark vom Material und der interessierenden Wellenlänge ab. Die Absorptivität nimmt zu, falls die Wechselstromleitfähigkeit (2.115) abnimmt. Das ist aus (2.118) ersichtlich, denn mit abnehmender Wech-

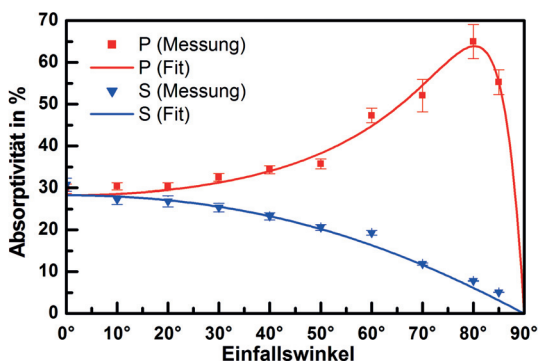


Bild 2.11: Kalorimetrisch bestimmte Winkelabhängigkeit der Absorptivität von Stahl (1.4301) für 1030 nm. Mittels Ausgleichsrechnung resultiert $n = 2,59 + i4,87$ mit einer Genauigkeit von etwa 5% für Real- und Imaginärteil.

selbststromleitfähigkeit nimmt auch das Betragsquadrat des Brechungsindex

$$n^2 + k^2 = \sqrt{1 + \left| \frac{\sigma(\omega)}{\varepsilon_0 \omega} \right|^2} \quad (2.123)$$

ab, was direkt eine Zunahme der Absorptivität nach (2.94) bzw. (2.95) zur Folge hat.

Im Gültigkeitsbereich des Drude-Modells, also für die meisten Metalle bei Wellenlängen größer als $20\mu\text{m}$, nimmt die Absorptivität mit steigender Temperatur zu [9]. Hier ist die Wechselstromleitfähigkeit gemäß (2.115) proportional zur Gleichstromleitfähigkeit, welche zu höheren Temperaturen hin abnimmt. Dieses Verhalten wird meistens auch noch für kürzere Wellenlängen bis hinunter zu etwa $1,5\mu\text{m}$ beobachtet. Derartige Betrachtungen zur Reflektivität von Metallen bei hohen Temperaturen finden sich in [15], für den Spezialfall von 633nm in [16].

Bei kürzeren Wellenlängen als $1,5\mu\text{m}$ wird für viele Metalle bei steigender Temperatur allerdings das gegenteilige Verhalten beobachtet, also eine Abnahme der Absorptivität. Die Grenzwellenlänge zwischen dem langwelligen Drude-Verhalten und dem umgekehrten Verhalten bei kürzeren Wellenlängen wird auch als *X-Punkt* bezeichnet [14]. Am X-Punkt ist die Absorptivität daher unabhängig von der Temperatur.

Der Grund für den Anstieg bei kurzen Wellenlängen sind vermutlich elektronische Interbandübergänge, die eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit aufweisen können. Es gibt empirische Ansätze, das Drude-Modell durch weitere (Interband-) Terme zu erweitern. In diesem Fall wird zwar das Konzept des Brechungsindex nach (2.118) beibehalten, die Definition (2.115) der Wechselstromleitfähigkeit dagegen um empirische Zusatzterme ergänzt. Damit wird das Problem allerdings nur auf die dann unbekannte Funktion $\sigma(\omega)$ abgewälzt. Dieser Ansatz dient vor allem zur Anpassung einer Modellfunktion an Messdaten.

2.1.8.3 Absorptivität bei hohen Intensitäten

Bei langen Pulsdauern von beispielsweise 100ns wird ab Intensitäten in der Größenordnung von etwa 10^8W/cm^2 ein sprunghafter Anstieg der Absorptivität von Metalloberflächen beobachtet, was auch als *anormale Absorption* bezeichnet wird [9]. Für die Ursache dieses Effektes gibt es verschiedene Hypothesen. Es zeigt sich, dass die Abnahme der spekularen Reflexion bei diesen hohen Intensitäten zugunsten eines großen diffusen Anteils gehen kann. Vermutlich sind Deformationen der verdampfenden Oberfläche dafür verantwortlich [15, 17]. Bei noch höheren Intensitäten kommt es möglicherweise

zur Ausbildung eines absorbierenden Plasmas an der Grenzschicht des verdampfenden Materials [17].

Bei der Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen sind die auftretenden Intensitäten noch viel größer, typischerweise in der Größenordnung von 10^{12} W/cm^2 , die Pulsdauern sind hingegen um etwa vier Größenordnungen kürzer.

Die in Abschnitt 2.1.4 abgeleiteten Fresnel-Formeln für die Reflektivität gelten dennoch weiterhin unverändert. Allerdings kann der Brechungsindex des Materials an der Grenzschicht durchaus von der Intensität abhängen und sich insbesondere auch bereits während des ultrakurzen Laserpulses zeitlich ändern. Die Mechanismen, die zu diesen veränderten Absorptionseigenschaften führen können, sind hochgradig dynamisch.

Beispielsweise kommt es durch die Absorption in der Grenzschicht zu schnellen Elektronen, was auch mit Änderungen der mittleren Stoßzeit einhergehen sollte. Die hoch angeregten Elektronen finden zahlreiche energetisch niedrigere unbesetzte Zustände vor, was zu einer hohen Streuwahrscheinlichkeit führt. Auch nach der Thermalisierung des Elektronensystems gibt es im Bereich der Fermienergie sehr viele freie Zustände, da die Breite des Übergangsbereiches der Verteilung proportional zu $k_B T$ ist. Tatsächlich wurden solche Änderungen der Reflektivität auch beobachtet, beispielsweise in [18].

Spektroskopische Messungen der Temperatur des bei der Bestrahlung von Aluminium entstehenden Ablationsplasmas deuten darauf hin, dass es auch bei ultrakurzen Pulsen zu einer Absorption im Ablationsplasma kommen kann. Bei konstanter Pulsenergie führen Bestrahlungen mit einer Pulsdauer von 270 ps ($7,4 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$, $T_p \approx 9700 \text{ K}$) zu einer deutlich höheren Plasmatemperatur als bei 5 ps ($4 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, $T_p \approx 9000 \text{ K}$) [19]. Eine weitere Verkürzung der Pulsdauer auf 0,5 ps ($4 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $T_p \approx 8200 \text{ K}$) und 100 fs ($2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $T_p \approx 8000 \text{ K}$) führte noch zu etwas geringeren Plasmatemperaturen [19]. Unter anderem aus dieser Abhängigkeit der Plasmatemperatur von der Pulsdauer schlossen die Autoren, dass das durch die Ablation an der Metalloberfläche entstehende Plasma bei längeren Pulsdauern ab 5 ps noch während der Einwirkung des Laserpulses weiter aufgeheizt wird [19]. Andersherum ausgedrückt kommt es nach dieser Argumentation bei Pulsdauern deutlich unterhalb von 5 ps zu keiner Erwärmung des Plasmas durch den Puls. Ob diese Modellvorstellung durch die dargelegten Messergebnisse ausreichend gestützt wird, darf allerdings durchaus bezweifelt werden.

Andere Autoren fanden wiederum eine deutliche Intensitätsabhängigkeit der Absorptivität von Aluminium bei einer Pulsdauer von 100 fs und einer Intensität oberhalb von 10^{13} W/cm^2 [20, 21]. Bei sehr hohen Intensitäten oberhalb von $2 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ wirkt das noch dichtere Oberflächenplasma wiederum zunehmend als „Plasmaspiegel“, was dann

sogar eine teilweise Abschirmung der Materialoberfläche bewirkt [20, 21]. Die physikalischen Mechanismen bei der Bestrahlung von Metallen mit hohen Intensitäten und kurzen Pulsdauern bieten noch viel Raum für weitere Forschungsarbeiten.

Obige Überlegungen beziehen sich im wesentlichen auf die leichten Elektronen. Prinzipiell kann es bei Pulsdauern von zumindest einigen Pikosekunden auch bereits während des Pulses zu einer geometrischen Deformation der Metalloberfläche⁹ kommen. Oberhalb der Abtragsschwelle des Materials kommt es dabei sogar zum Zerreißen des Ionengitters, sodass auch eine Wechselwirkung mit den Ablationsprodukten möglich sein kann.

In diesen Fällen müsste durch die damit verbundene „Rauheit“ der Oberfläche beispielsweise mit einer verminderten Reflektivität in spekularer Richtung und einer Zunahme der reflektierten bzw. gestreuten Leistung in den restlichen Halbraumwinkel gerechnet werden.

Mit einem deutlichen Einfluss der Oberflächentopographie auf die spekulare Reflexion muss bereits bei Deformationen bzw. Rauheiten mit einer Ausdehnung im Bereich der Lichtwellenlänge gerechnet werden [9, 22]. Damit die Oberfläche sich innerhalb von 1 ps um die Strecke einer Lichtwellenlänge von beispielsweise 1 μm ausdehnen kann, ist eine (instant erreichte) Ausdehnungsgeschwindigkeit von 10^6 m/s notwendig.

Damit ist bei gebräuchlichen Fluenzen normalerweise nicht zu rechnen, was aus einer einfachen Abschätzung für eine obere Grenze der Ausdehnungsgeschwindigkeit der Oberfläche folgt. Die erste Annahme sei, dass die gesamte eingestrahlte Fluenz Φ in einer Schicht mit Dicke d in einem Material mit der Dichte ρ absorbiert werde. Wenn dann die gesamte absorbierte Energie in kinetische Energie dieses Volumens übergeht, so resultiert unmittelbar eine obere Grenze für die Geschwindigkeit von

$$v_{\text{o.G.}}^{(d)} = \sqrt{\frac{2\Phi}{\rho d}}. \quad (2.124)$$

Je dünner die Schicht angenommen wird, in der die Energie des Laserpulses deponiert wird, desto höher fällt daher die so abgeschätzte obere Grenze der Geschwindigkeit aus. Für den Grenzfall gegen Null strebender Schichtdicke muss allerdings auch die endliche optische Energieeindringtiefe $d_{1/e}$ nach Gleichung (2.45) berücksichtigt werden. Die Fluenz, die einer zur Materialoberfläche parallelen Ebene in der Tiefe z zugeordnet werden kann, lautet mit diesem Absorptionsgesetz

$$\tilde{\Phi}(z) = \Phi \cdot e^{-\alpha \cdot z}. \quad (2.125)$$

⁹Mit Oberfläche ist hier die Grenze zum Ionengitter gemeint.

Für die deponierte Energie pro Volumenelement E_V in Tiefe z muss gelten

$$E_V(z) = -\frac{d\Phi(z)}{dz} = \alpha \cdot \Phi \cdot e^{-\alpha \cdot z} \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{1}{d_{1/e}} = \frac{\lambda}{4\pi k}, \quad (2.126)$$

wobei α der Absorptionskoeffizient ist. Man überzeugt sich leicht, dass

$$\int_0^\infty E_V(z) dz = \Phi \quad (2.127)$$

die auf die Oberfläche eingestrahlte Fluenz Φ ergibt. Aus der Gleichsetzung von kinetischer Energie mit absorbierter Energie folgt für die infinitesimal dünne Schicht an der Oberfläche unmittelbar

$$v_{\text{o.G.}}^{(\text{Oberfläche})} = \sqrt{\frac{2\alpha\Phi}{\rho}}. \quad (2.128)$$

In Wahrheit ist mit einer geringeren Geschwindigkeit zu rechnen, weil erstens nicht die gesamte eingestrahlte Fluenz absorbiert wird und zweitens ein Teil der Energie für andere Prozesse, wie beispielsweise dem Aufbrechen der chemischen Bindungen, benötigt wird. Setzt man in (2.128) eine Fluenz von 10 J/cm^2 und für die Abtragstiefe die optische Eindringtiefe für einen Absorptionsindex von 4,87 ein, so resultiert bei einer Dichte von 7850 kg/m^3 (Stahl) eine obere Grenze für die Ausdehnungsgeschwindigkeit der Oberfläche von etwa $4 \cdot 10^4 \text{ m/s}$, was deutlich kleiner als die oben angesprochenen 10^6 m/s ist.

Aus der Abschätzung folgt natürlich auch, dass es bei sehr hohen Fluenzen oder Pulsdauern von weit über 10 ps zumindest aus energetischer Sicht prinzipiell bereits während des Pulses zu einer veränderten Reflexion und Absorption an der durch die Ablation deformierten Oberfläche kommen könnte. Wenn sich die Reflexionseigenschaften der Metalloberfläche während der Bestrahlung mit einem ultrakurzen Puls bei einer Fluenz oberhalb der Abtragsschwelle deutlich ändern, muss das beispielsweise in Rechenmodellen zur Einkopplung der Laserenergie in Kapillaren berücksichtigt werden. Modellvorstellungen, die auf rein spekularen Mehrfachreflexionen an den Wänden basieren, sind bei hohen Intensitäten deswegen womöglich nicht mehr anwendbar.

Aus den oben angesprochenen Experimenten und Überlegungen kann die Erwartung abgeleitet werden, dass es zumindest bei Aluminium keine signifikante Veränderung der Reflexionseigenschaften bei einem Laserpuls von 5 ps Länge und einer Intensität von etwa 10^{10} W/cm^2 ($\cong 0,05 \text{ J/cm}^2$) geben sollte. Um zu klären, ob die spekulare Reflexion bei Intensitäten und Fluenzen im Bereich der Abtragsschwelle ($\approx 0,05 \text{ J/cm}^2$) auch im Fall von Stahl noch die richtige Beschreibung ist, und ob es eine Intensitätsabhängigkeit der Absorptivität gibt, wurden zwei ähnliche Experimente aufgebaut und durchgeführt.

Dabei wurden Reflexions- und Absorptionseigenschaften von Stahl-, Aluminium- und Kupferproben in einem Bereich von deutlich unterhalb bis etwas oberhalb der Abtragschwelle untersucht. Die verwendeten Laserpulse besaßen eine Wellenlänge von 800 nm, eine Pulsdauer von 5 ps, eine Beugungsmaßzahl von etwa 1,3 und eine Repetitionsrate von 1 kHz. Die verwendeten Intensitäten waren nicht größer als etwa 10^{11} W/cm^2 und somit eine Größenordnung kleiner als für eine Intensitätsabhängigkeit der Reflexion von Aluminium bei Pulsdauern von etwa 100 fs notwendig [20, 21].

Beiden durchgeführten Experimenten ist der Ansatz gemeinsam, mit zwei Photodetektoren mögliche Änderungen der Reflektivität der (polierten) Probenoberfläche sichtbar zu machen. Der erste Detektor wurde hinter einem hochreflektiv beschichteten Umlenkspiegel aus Glas positioniert und diente der Detektion der auf die Probe einfallenden Laserpulsenergie vor der Wechselwirkung mit dem Material. Der geringe Anteil der durch den Spiegel transmittierten Strahlung war dabei für den Detektor ausreichend groß. Der vom Spiegel reflektierte Hauptstrahl wurde anschließend mit einer Linse auf der Probenoberfläche fokussiert. Die von der Probe reflektierte Strahlung wurde mit einem zweiten Detektor aufgenommen, wobei die Strahlung durch Neutralsichtfilter auf eine geeignete Pulsenergie abgeschwächt wurde. Die Versuchsaufbauten sind in Bild 2.12 dargestellt. In Experiment A wird nahezu die gesamte von der Probe reflektierte Pulsenergie detektiert, in Experiment B wird nahezu nur die in spekulärer Richtung reflektierte Pulsenergie gemessen.

Die auf die Probenoberfläche eingestrahlte Fluenz wurde durch Veränderung der eingestrahlten Pulsenergie variiert. Um die Apparatur zu testen, wurde die Probe zunächst durch einen hochreflektierenden dielektrischen Spiegel ersetzt, bei dem hinsichtlich der Reflektivität im betrachteten Fluenzbereich keine Abhängigkeit zu erwarten war.

Für sehr kleine Signale besaß die Kennlinie der Detektoren einen leichten quadratischen Anteil, für zu hohe Signale kam es zur Sättigung. Um die dadurch hervorgerufenen systematischen Fehler zu verkleinern, wurden die Detektoren nur im nahezu linearen Detektionsbereich betrieben. Dazu wurden geeignete Neutralsichtfilter verwendet, die direkt vor die Detektoren montiert waren. Die Anstiegszeit der Detektoren betrug etwa 1 ns und war damit deutlich länger als die Pulsdauer. Eine mögliche Reflektivitätsänderung konnte daher nicht zeitlich aufgelöst werden. Die für die Auswertung herangezogenen resultierenden Signalamplituden waren proportional zur auf den Detektor fallenden Pulsenergie.

Bei den Experimenten wurde die Probenoberfläche mit einer aus 20 Pulsen bestehenden Sequenz bestrahlt. Dabei wurde bei jedem Experiment eine neue, noch unbestrahlte,

„frische“ Stelle der Probenoberfläche verwendet. Das ist insbesondere deswegen wichtig, weil es auch bereits unterhalb der sichtbaren Abtragsschwelle zu Veränderungen im Material kommt [23], sodass für Folgepulse bereits andere Bedingungen herrschen. Mit einem digitalen Speicheroszilloskop (Bandbreite 600 MHz) wurden die Signale als Pulssequenz aufgezeichnet, wodurch die Signale beider Detektoren für jeden Laserpuls einzeln ausgewertet werden konnten. Als Abtragsschwelle wurde die Fluenz bezeichnet, ab der mit einem Lichtmikroskop eine erste deutlich erkennbare „Ripplebildung“ auf der Materialoberfläche sichtbar war. Eine im Lichtmikroskop erste deutlich erkennbare „Eindellung“ der Materialoberfläche durch fehlendes Material tritt ungefähr bei der doppelten Fluenz auf.

Die Probe wurde um einige Grad verkippt, um die spekulär reflektierte Strahlung für die Detektion von der einfallenden Strahlung zu separieren. In Experiment A zur Messung der gesamten Reflektivität wurde die Probe im Abstand von wenigen Millimetern hinter einer Ulbrichtkugel mit einem Durchmesser von etwa 50 mm positioniert. Die Anordnung von Kugel, Probenplättchen und Detektor ist in Bild 2.12a dargestellt. Die Brennweite der Fokussierung betrug hier etwa 100 mm. Mit diesem Aufbau wird mutmaßlich ein großer Anteil der reflektierten Strahlung (spekulär + diffus) vom Reflexionsdetektor erfasst. Bild 2.13 zeigt das damit gemessene Verhältnis zwischen reflektierter und einfallender Pulsenergie für verschiedene Probenmaterialien und Fluenzen. Eine Messung des Absolutwertes der Reflektivität wurde hier nicht angestrebt, daher ist das Reflektivitätsverhältnis in den Graphen auf Eins normiert. Eine Abnahme der Reflektivität, beispielsweise für Fluenzen oberhalb der Abtragsschwelle, würde sich in den Diagrammen durch Zahlenwerte kleiner als Eins darstellen. Einer Zunahme würden dementspre-

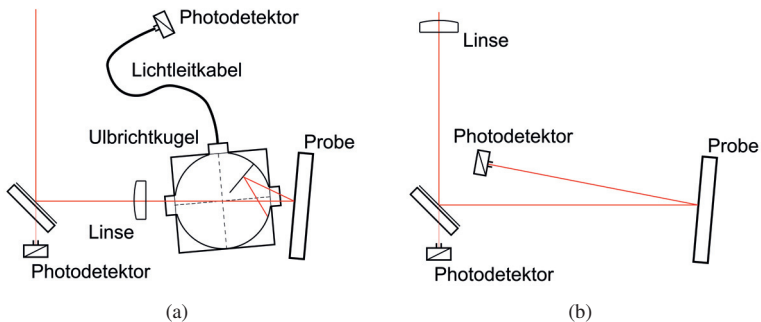


Bild 2.12: Versuchsaufbauten für die Experimente. Experiment A ist geeignet um die gesamte Änderung der Reflektivität (spekulär+diffus) zu untersuchen, Experiment B ist besonders sensitiv auf Änderungen der rein spekulären Reflektivität.

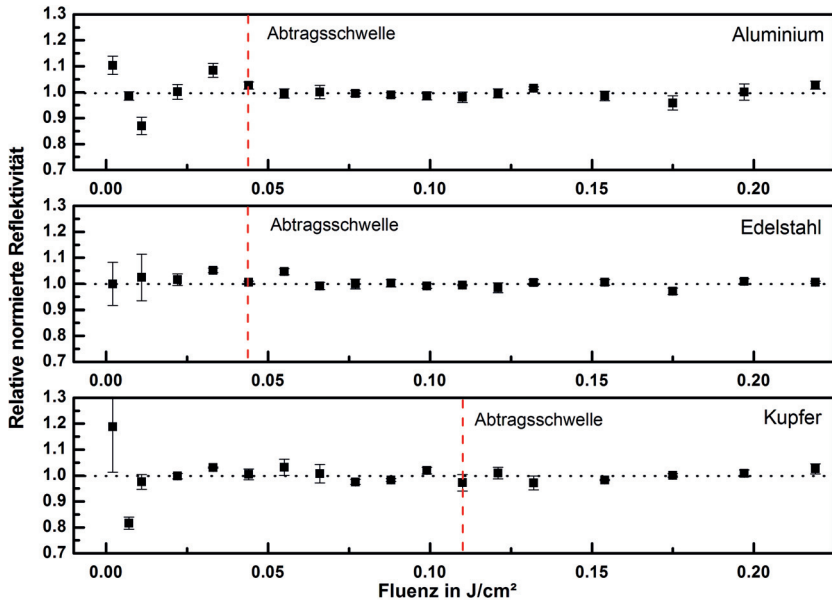


Bild 2.13: Experimentell bestimmte relative Reflektivitäten unter Verwendung des Versuchsaufbaus 2.12a.

chend Zahlenwerte größer als Eins entsprechen. Für sehr kleine Fluenzen unterhalb von $0,02 \text{ J/cm}^2$ ist der Messfehler größer, da die Photodetektoren dort nur sehr kleine Signalstärken lieferten. Die Messdaten deuten im betrachteten Fluenzbereich keine signifikante Veränderung der Reflektivität an. Die absorbierte Fluenz ändert sich für die betrachteten Materialien im Bereich der Abtragsschwelle offenbar nicht. Die Daten geben keinen Hinweis darauf, dass es im Bereich der Abtragsschwelle zu einer Wechselwirkung des ultrakurzen Laserpulses mit dem ablatierten Material kommt.

In Experiment B wurde eine Versuchsanordnung aufgebaut (siehe Bild 2.12b), welche besonders sensitiv auf Änderungen der spekularen Reflektivität ist. In diesem Experiment wurde der Strahl mit einer langbrennweitigen Linse (Brennweite etwa 2000 mm) auf die Probe fokussiert. Der reflektierte Strahl wurde im Abstand von etwa 500 mm von der Probe mit einem Photodetektor gemessen. Weil diffuse Anteile den Detektor nur noch in äußerst geringem Umfang erreichen ist diese Versuchsanordnung besonders empfindlich hinsichtlich möglicher Änderungen des spekulär reflektierten Anteils der Strahlung.

Der untersuchte Fluenzbereich war in Experiment B sehr viel größer, daher ist eine Intensitätsabhängigkeit der Reflektivität in diesem Experiment besser nachweisbar. Das ist notwendig, um zu entscheiden, ob die bei geringen Intensitäten gemessenen Brechungsindices auch bei Fluenzen im Bereich der Abtragsschwelle noch Gültigkeit haben. Diese Information wiederum ist zur Berechnung der Energieeinkopplung bei der Mikromaterialbearbeitung notwendig.

Zur Reduzierung der Empfindlichkeit des Messsignals hinsichtlich *kleiner* Schwankungen der Auftreffposition des Lichtes auf die Photodiode wurde eine Volumenstreu-scheibe direkt vor dem Detektor eingebaut. Durch Verwendung von optischen Filterkombinationen konnten vier Fluenzbereiche (etwa $10^{-6} - 10^{-5}$, $10^{-5} - 10^{-4}$, $10^{-4} - 10^{-3}$, $10^{-3} - 10^{-2}$ J/cm²) eingestellt werden. Diese Bereiche wurden so gewählt, dass ausgehend von der Abtragsschwelle auch deutlich geringere Fluenzen untersucht werden konnten. Die Genauigkeit dieser Apparatur zur Bestimmung der relativen Reflektivität betrug etwa 10%. Bild 2.14 zeigt die Resultate der relativen Reflektivität aller vier Bereiche in einem Diagramm. Für jeden Bereich wurde der erste relative Reflektivitätswert auf Eins normiert. Es ist auffällig, dass es innerhalb der Bereiche für zunehmende Fluenz eine schwache Tendenz zu abnehmenden Reflektivitätswerten gibt. Es kann jedoch nicht sicher ausgeschlossen werden, dass es sich hierbei um systematische Fehler aufgrund der Diodenkennlinien handelt. Im Rahmen der Messgenauigkeit kann im betrachteten Bereich keine deutliche Veränderung der Reflektivität beobachtet werden. Das auffälligste Verhalten der Messwerte zeigt sich im Bereich der Abtragsschwelle. Allerdings sind die

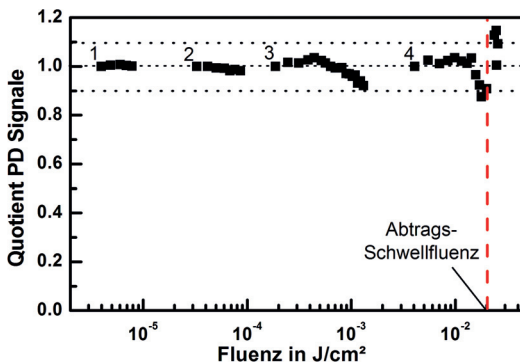


Bild 2.14: Messwerte der relativen Reflektivität von Stahl in vier Fluenzbereichen. Die Pulsdauer beträgt 5 ps bei einer Wellenlänge von 800 nm. Jeder Bereich ist auf den ersten Messwert normiert. Die Messgenauigkeit beträgt in etwa 10% (gestrichelter Bereich).

Photodektoren hier bereits am Rande des linearen Bereiches, sodass die Messfehler hier besonders groß sind. Detailliertere Untersuchungen in diesem Bereich zeigten in Übereinstimmung mit den Ergebnissen in Bild 2.13 kein besonders auffälliges Verhalten der relativen Reflektivität, insbesondere auch keine Zunahme.

Schlussfolgernd kann mit befriedigender Sicherheit angenommen werden, dass sich die Absorptivität und die spekulare Reflektivität von poliertem Stahl bei einer Pulsdauer von 5 ps, einer Wellenlänge von 800 nm und Fluenzen von weit unterhalb der Abtragungsschwelle bis hin zu mindestens der doppelten Abtragungsschwellfluenz nicht ändern. Es erscheint daher unter diesen Bedingungen legitim, für den Brechungsindex von Stahl den unter üblicherweise sehr geringen Intensitäten gemessenen Brechungsindex anzusetzen. Aus den ausführlichen Betrachtungen der Fresnel-Gleichungen gibt es keinen Hinweis darauf, dass sich dieses Verhalten bei anderen Wellenlängen, wie beispielsweise dem technisch besonders wichtigen Wellenlängenbereich von 1030 nm bis 1064 nm, ändert.

Diese Erkenntnis ist beispielsweise in Kapitel 4 von Bedeutung, wo Berechnungen zur Energieeinkopplung beim Laserbohren durchgeführt werden und dazu der in Kapitel 2.1.8.1 experimentell bestimmte Brechungsindex verwendet wird.

2.2 Abtragsmechanismen von Metall

Die Vielzahl an physikalischen Phänomenen beim Materialabtrag mit Laserpulsen von beispielsweise typischen $\tau \approx 1$ ps und $\Phi \approx 1$ J/cm² machen eine theoretische Beschreibung des Prozesses extrem schwierig. Beispielsweise resultiert für diese Parameter während des Pulses eine Intensität von $I = \Phi/\tau \approx 10^{12}$ W/cm². Der damit verbundene Lichtdruck¹⁰ $P_{LD} = I/c_0$, meistens eine vernachlässigbare Größe, ist in diesem Fall mit etwa 334 bar bereits sehr signifikant. Auch wenn der Lichtdruck nicht hauptverantwortlich für die Komplexität der Prozesse ist, so veranschaulicht er in diesem Fall, welche extremen Bedingungen in der Zone der Ablation herrschen.

Der Abtragsprozess kann in verschiedene Phasen aufgeteilt werden, die nacheinander erläutert werden. In der *Absorptionsphase* wird die Energie der in das Metall eindringenden elektromagnetischen Welle im Bereich der optischen Eindringtiefe (\approx nm) von den Leitungselektronen in Form von kinetischer Energie aufgenommen. Durch Wechselwirkungen der Elektronen untereinander resultiert eine thermische Energieverteilung der Elektronen (*Elektronenthermalisierungsphase*). Diese Zeitskala ist durch die Anzahl der

¹⁰Das gilt bei Absorption der Welle, bei Reflexion wird der doppelte Impuls übertragen und der wirkende Lichtdruck ist doppelt so groß.

zur Thermalisierung benötigten Elektronenstöße gegeben, wobei die mittlere Zeit zwischen den Stößen wenige Femtosekunden beträgt. Wegen der geringen Wärmekapazität des Elektronengases können dabei sehr hohe Temperaturen erreicht werden.

Der Wärmetransfer an das Ionengitter (*Gitterthermalisierungsphase*) dauert dagegen wesentlich länger. Daher müssen in diesem frühen Stadium die Gitter- und Elektronentemperatur, falls überhaupt definiert, getrennt betrachtet werden [24]. Im *Zwei-Temperatur-Modell* (ZTM) [25] werden Gitter und Elektronen jeweils als thermalisiert betrachtet, wobei der Energieaustausch zwischen beiden Subsystemen durch eine Elektron-Phonon-Kopplung angesetzt wird. In der Nomenklatur des Drude-Modells wird die typische Zeit zwischen zwei Stößen als Stoßzeit bezeichnet (siehe Kapitel 2.1.7) und beträgt typischerweise einige zehn Femtosekunden. Weil die Masse der Elektronen deutlich kleiner ist als die Masse der Ionen im Kristallgitter, bedarf es bis zur Angleichung von Elektronen- und Gittertemperatur zahlreicher Stöße. Die charakteristische Zeit (im Sinne einer Rate) der Thermalisierung beider Systeme wird als *Elektron-Phonon-Relaxationszeit* oder auch *Thermalisierungszeit* τ_{th}^e bezeichnet und liegt für die meisten Metalle im Bereich einiger weniger Pikosekunden. Je größer die Elektronentemperatur war, desto länger dauert es allerdings auch, bis beide Systeme die gleiche Temperatur besitzen. Mit zunehmender Fluenz nimmt die Dauer der Wärmezufuhr an das Ionengitter daher zu. Diese Zeitdauer kann sowohl die eigentliche Laserpulsdauer, als auch bei hohen Fluenzen τ_{th}^e , deutlich übersteigen [26].

Wenn die im Gitter deponierte Wärmemenge groß genug ist, kommt es zu einer *Phase der Phasenübergänge*. Es gibt eine große Vielzahl an vermuteten physikalischen Effekten, die in der Literatur diskutiert werden. Bereits nach Zeiten $< \tau_{\text{th}}^e$ kann das Gitter auf Temperaturen deutlich oberhalb der Schmelztemperatur erwärmt sein. Prinzipiell kann es durchaus zu thermischem Schmelzen kommen, wobei die Schmelzfront üblicherweise an der Materialoberfläche startet [27] und mit höchstens Schallgeschwindigkeit in das Volumen eindringt. Verdampfungsprozesse sind zu erwarten, sobald genug Energie zum Erreichen der Verdampfungstemperatur inklusive der Verdampfungsenthalpie zur Verfügung steht. Aufgrund der großen Heizraten kann bei Fluenzen oberhalb der Abtragschwelle allerdings davon ausgegangen werden, dass das Metallvolumen nahe der Oberfläche eine überhitzte Flüssigkeit ausbildet und explosionsartig verdampft (Phasenexplosion). Die Phasenübergänge laufen nahezu bei konstantem Volumen ab, da die Zeitskalen kurz gegenüber der für mechanische Verformungen benötigten Zeit sind. Daher kommt es zu extremen Druckamplituden von bis zu einigen zehn Gigapascal [26, 28]. In der folgenden *Materialabtragsphase* verlässt das abgetragene Material den Festkörper. Dieses geschieht sowohl in Form einzelner Atome und Ionen mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung von einigen Kilometern pro Sekunde (z. B. [29]), als auch ganzer

Materialcluster. Weiterhin kommt es zu einer mit Schallgeschwindigkeit in den Festkörper laufenden, starken Verdünnungswelle [27]. Die gesamte Abtragsprozessdauer¹¹ nimmt mit zunehmender Fluenz zu und kann trotz der Verwendung von Pulsdauern im Femtosekundenbereich bei hohen Fluenzen von mehreren Joule pro Quadratzentimeter durchaus einige Nanosekunden betragen [26] (Bild 2.15).

Diese Modellvorstellung sagt deswegen auch für Pulsdauern im Femtosekundenbereich noch signifikante Schmelzemengen und qualitätsvermindernde Ablagerungen voraus, wenn mit hoher Fluenz gearbeitet wird. Das deckt sich in frappierender Weise mit der experimentellen Beobachtung. In Bild 2.16a ist exemplarisch ein mit Pikosekunden-Laserpulsen bei hoher Fluenz hergestelltes Näpfchen in Stahl dargestellt, welches einen deutlichen Schmelzegrat zeigt.

Die beim eigentlichen Abtrag ablaufenden physikalischen Phänomene sind unstrittigerweise äußerst komplex und mindestens teilweise noch unverstanden. Das hat einerseits mit der Unkenntnis der Materialparameter unter den auftretenden extremen Bedingungen zu tun, andererseits muss im Prinzip Nichtgleichgewichtsthermodynamik auf der Mesoebene betrachtet werden. Es gibt zahlreiche Arbeiten zur Modellierung des Prozesses mit Molekulardynamik (z. B. [28, 30]), wobei die Anzahl der modellierten Teilchen mittlerweile bis in den Bereich von 10^6 vordringt [31]. Obwohl es hier vielversprechende Arbeiten gibt, die durchaus teilweise zu plausiblen Vorhersagen führen, sind diese Simulationen noch weit von realen Abtragsbedingungen entfernt.

Das älteste Modell für den Abtragsprozess in Form von geschmolzenem Material, wel-

¹¹Die Abtragsprozessdauer ist hier die Zeit bis zum Erreichen von 95% der gesamten Abtragstiefe.

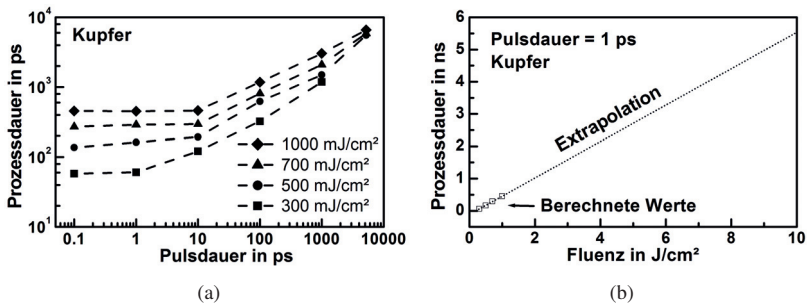
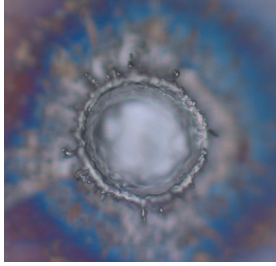
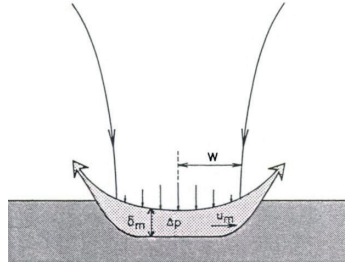


Bild 2.15: Berechnete Prozessdauer für Kupfer für verschiedene Fluenzen und Pulsdauern aus [26]. Die in dieser Quelle vorgeschlagene Extrapolation sagt für hohe Fluenzen trotz einer Pulsdauer von 1 ps eine Prozessdauer von einigen Nanosekunden voraus.



(a) Näpfchen in Stahl.



(b) Originalskizze „Kolbenmodell“ [32].

Bild 2.16: Schmelzgrat eines Näpfchens nach 20 Einzelpulsen, hergestellt in Stahl mit 100 J/cm^2 bei einer Pulsdauer von 5 ps mit 800 nm und einem Spotdurchmesser von $23\text{ }\mu\text{m}$. Zur Beschreibung des Materialaustriebs kann das Kolbenmodell herangezogen werden.

ches quantitative Aussagen trifft, ist vermutlich das *Kolbenmodell* [32, 33]. Anhand der Originalskizze veranschaulicht Bild 2.16b diese Modellvorstellung. Ein Laserstrahl wird auf eine Materialoberfläche fokussiert, wobei der gleichmäßig bestrahlte Bereich einer Kreisscheibe mit Radius w entspricht. Es stellt sich unterhalb der bestrahlten Fläche ein Schmelzefilm mit der Dicke δ_m und oberhalb ein Dampfdruck p_d ein. Durch den Druckunterschied $\Delta p = p_d - p_0$ zum Umgebungsdruck p_0 wird eine Kraft auf den Schmelzefilm ausgeübt, sodass die Schmelze mit der Geschwindigkeit u_m in radialer Richtung abströmt. Aus der Definition des hydrodynamischen Drucks einer Flüssigkeit mit Dichte ρ_d folgt für die Geschwindigkeit unmittelbar

$$u_m = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_d}}. \quad (2.129)$$

Beispielsweise folgt im Falle von flüssigem Stahl für eine Fließgeschwindigkeit von 100 m/s ein notwendiger Druckunterschied zum Umgebungsdruck von etwa 400 bar. Wie weit der Schmelzefilm bis zur Erstarrung fließen kann hängt vom zeitlichen Verlauf der Geschwindigkeit und der Zeitdauer bis zur Erstarrung ab.

Unter der Annahme, dass sich am Rand des Schmelzefilms Tröpfchen ablösen, kann für die Bildung eines Tröpfchens mit dem Durchmesser d_{Tr} eine mindestens notwendige Geschwindigkeit u_m^{min} des Schmelzefilms abgeschätzt werden. Wenn der Tröpfchendurchmesser d_{Tr} mit der Schmelzefilmdicke δ_m gleichgesetzt wird, so folgt aus der Energieer-

haltung

$$\underbrace{\frac{1}{2} \cdot \frac{\delta_m^3 \pi}{6} \cdot \rho \cdot u_m^2}_{\text{kin. Energie Schmelzefilm}} = \underbrace{\frac{1}{2} \cdot \frac{\delta_m^3 \pi}{6} \cdot \rho \cdot v_{\text{Tr}}^2}_{\text{kin. Energie Tröpfchen}} + \underbrace{\sigma \cdot d_{\text{Tr}}^2 \pi}_{\text{Oberflächenenergie}}, \quad (2.130)$$

$$\Rightarrow u_m = \sqrt{\frac{12\sigma}{\rho d_{\text{Tr}}}} + v_{\text{Tr}}, \quad (2.131)$$

$$u_m^{\text{min}} = \sqrt{\frac{12\sigma}{\rho d_{\text{Tr}}}}. \quad (2.132)$$

Hierbei sind ρ die Dichte der Schmelze, v_{Tr} die Geschwindigkeit des Tröpfchens nach der Ablösung vom Schmelzefilmrand und σ die Oberflächenspannung. Zur Bildung eines Tröpfchens mit einem Durchmesser von $1\text{ }\mu\text{m}$ bei flüssigem Eisen ($\sigma \approx 1,8\text{ N/m}$) muss der Schmelzefilm also eine Geschwindigkeit von mindestens etwa 50 m/s besitzen.

Aus (2.129) und (2.132) folgt unter diesen Annahmen schließlich ein minimal notwendiger Druckunterschied zum Umgebungsdruck

$$\Delta p^{\text{min}} = \frac{6\sigma}{d_{\text{Tr}}} \quad (2.133)$$

zur Bildung eines entsprechenden Tröpfchens, der nur von der Oberflächenspannung und dem Tröpfchendurchmesser abhängt. In Kapitel 4.3 werden Überlegungen zur Transportdistanz des beim Laserbohren mit hohen Fluenzen zu erwartenden Schmelzefilms angestellt. Auf mikroskopischen Bildern der Zone oberhalb der Bohrung sind Schmelzetröpfchen mit Durchmessern von teilweise wenigen Mikrometern sichtbar. Aus dem Kolbenmodell folgt daher eine Geschwindigkeit des Schmelzefilms im Bereich von einigen 10 m/s und Drücken innerhalb des Bohrlochs von einigen 100 bar . Bei einer angenommenen Erstarrungsdauer des Schmelzefilms von $1\text{ }\mu\text{s}$ kann der Schmelzefilm sich daher durchaus um einige $10\text{ }\mu\text{m}$ bewegen, bevor er erstarrt. Das ist wiederum konsistent mit den in späteren Kapiteln diskutierten experimentellen Betrachtungen zum Schmelzetransport innerhalb des Bohrlochs.

3 Verlustmechanismen

Eine sehr wesentliche Größe für den Laserbearbeitungsprozess stellt die vom Werkstück absorbierte Intensität dar. Es ist natürlich wünschenswert, die teuer erzeugte Laserstrahlung möglichst effizient für die Bearbeitung einsetzen zu können. Besonders ungünstig ist es, wenn ein signifikanter Anteil der Strahlungsenergie oder -intensität bereits auf dem Weg von der Strahlquelle bis zum Werkstück verloren geht. In diesem Kapitel werden zwei Effekte betrachtet, die einen negativen Einfluss auf diese Strahleigenschaften zur Folge haben.

Der erste Verschlechterungseffekt basiert auf den Leistungsverlusten, die durch die im Strahlengang verwendeten optischen Elemente bewirkt werden. Obwohl die angestellten Betrachtungen fast schon trivial klingen mögen, so sind sie doch von großer praktischer Bedeutung für die industrielle Fertigungstechnik. Es stellt eine nicht zu unterschätzende Herausforderung dar, eine Bearbeitungsmaschine robust gegen zeitlich degradierende Laserleistung oder Strahlqualität auszulegen.

Ein anderer Verlustmechanismus ergibt sich durch Wechselwirkungen der Laserstrahlung mit dem Prozessrauch, der üblicherweise mit dem Bearbeitungsprozess einhergeht. Zu dieser Thematik werden auch experimentelle Ergebnisse diskutiert, die eine Einschätzung der Bedeutung von Absorption und Streuung der Laserstrahlung im Prozessrauch erlauben. Nicht zuletzt weil hier mit besonders großen Einflüssen gerechnet werden muss, wurde als Modellprozess das Remote-Laserschweißen betrachtet.

Nicht diskutiert werden Wechselwirkungen des Laserlichtes mit prozessinduzierten Plasmen. Diese Plasmen treten im Dauerstrichbetrieb hauptsächlich bei Lichtwellenlängen im fernen infraroten Spektralbereich auf, die typisch bei der Verwendung von CO₂-Lasern sind. Einen anderen Entstehungsmechanismus stellen nichtlineare Absorptionsmechanismen dar, die beispielsweise bei der Verwendungen von ultrakurzen Pulsen, und den damit normalerweise verbundenen sehr hohen Intensitäten, typisch sind. Einen guten Überblick über Laser-Plasma-Wechselwirkungen gibt [14].

3.1 Optische Elemente

Ein typischer Verlustmechanismus bei der Laser-Materialbearbeitung ist die Strahlführung von der Strahlquelle zum Werkstück. Hierbei ist besonders darauf zu achten, dass möglichst wenige optische Elemente im Strahlengang verwendet werden.

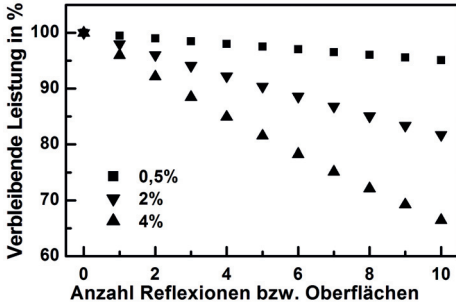


Bild 3.1: Berechneter Verlust durch mehrfache Reflexionen bzw. Oberflächendurchgänge für drei oberflächenspezifische Verluste.

Problematischer können hingegen die Oberflächen sein. Alle Spiegel sollten „Hochreflektierend“ (HR) und alle transmittierenden Elemente „Antireflex“ (AR) beschichtet sein. Nach jeder Oberflächenreflexion bzw. jedem Oberflächendurchgang verringert sich die Leistung des Strahls, da jeweils ein gewisser Leistungsanteil durch Transmissions- bzw. Reflexionsverluste verloren geht. Mit V_i sei der relative Verlust pro Oberfläche i bezeichnet. Der nach Propagation durch N Oberflächen verbleibende Anteil der Leistung im Strahl ist dann gegeben durch

$$\frac{P_N}{P_0} = \prod_i^N (1 - V_i) \stackrel{(V_i=V)}{=} (1 - V)^N, \quad (3.1)$$

wobei die letzte Gleichung gilt, wenn alle Oberflächen den gleichen Verlust V bewirken. Bild 3.1 zeigt exemplarisch für verschiedene Zahlenwerte von V , wie die verbleibende Leistung mit zunehmender Anzahl an Oberflächen abnimmt.

Bei geringen Verlusten ($V \ll 1$) und einer kleinen Zahl an identischen Oberflächen gilt näherungsweise der lineare Zusammenhang $P_N/P_0 \approx 1 - N \cdot V$. Bei transmittierenden Elementen wie Linsen, Keilen oder planparallelen Platten kommt es pro Element jeweils zu zwei Oberflächendurchgängen. Ein unbeschichteter Luft/Glasübergang weist typischerweise Verluste von etwa 4% auf¹, sodass beispielsweise bereits nach fünf un-

¹Siehe hierzu die Fresnel-Gleichungen. Bei senkrechtem Einfall in Luft gilt $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 = V$.

beschichteten Linsen inakzeptable ein Drittel der Laserleistung verloren sind. Eine vergütete Oberfläche weist typischerweise einen Verlust von etwa 0,5% auf². Dieser Wert kann im industriellen Umfeld nach einiger Zeit durch Verschmutzung auf beispielsweise 2% ansteigen, was sich schon nach wenigen Oberflächendurchgängen oder -reflexionen deutlich auswirkt. Eine regelmäßige Reinigung der Optiken ist daher in der Praxis unerlässlich. Dabei ist nicht nur die Energieverschwendung als solche problematisch, sondern auch die Tatsache, dass viele Laserbearbeitungsverfahren lediglich ein kleines Prozessfenster besitzen.

Metallspiegel sollten bei hohen mittleren Laserleistungen innerhalb der Strahlführung nicht nur wegen der vergleichsweise hohen Verluste möglichst vermieden werden. Der nicht reflektierte Anteil wird bei diesen Spiegeln innerhalb einer geringen Eindringtiefe absorbiert, was zur Erwärmung und in der Folge zu einem inhomogenen Temperaturprofil der Spiegeloberfläche führt. Daraus resultieren im Allgemeinen einige Probleme. Erstens kommt es zur Verformung des Spiegels, was eine Phasenfrontstörung des reflektierten Lichtes zur Folge hat, zweitens ist die Reflektivität des Metalls temperaturabhängig, sodass sich eine ortsabhängige Amplitudenmodulation ergibt. Diese Effekte bewirken letztlich eine (zeitabhängige) Veränderung der Intensitätsverteilung, was bei den meisten Bearbeitungsprozessen nicht toleriert werden kann.

Im Falle von Laserstrahlung mit hoher mittlerer Leistung kann die Erwärmung auch zur Zerstörung des Spiegels führen.

3.2 Absorption und Streuung an Partikeln

Bei der Laserbearbeitung mit Intensitäten, die zur Materialverdampfung ausreichend sind, entsteht in der Regel ein dichter Prozessrauch im Bereich der Bearbeitungszone. Dieser Rauch setzt sich aus einer Vielzahl kleiner Partikel zusammen, welche beispielsweise durch Kondensation von Metaldampf entstehen. Dieses Gemisch aus festen Teilchen und Gasatmosphäre wird als Aerosol bezeichnet. Wenn sich die bei der Laserbearbeitung entstehenden Aerosolpartikel in einer heißen Luftatmosphäre oberhalb des Werkstücks befinden, ist mit einer raschen Oxidation zu rechnen. Die im Strahl befindlichen Aerosolpartikel können einen Teil der Laserstrahlung absorbieren und streuen, sodass dem Hauptstrahl Leistung verloren geht. Im Unterkapitel 3.2.1 werden die theoretischen Grundlagen dargestellt, die zum Verständnis der späteren experimentellen Untersuchungen zur Licht-Partikel-Wechselwirkung notwendig sind. Im Unterkapitel 3.2.2

²Sehr hochwertige Beschichtungen können geringere Verluste aufweisen.

wird das durchgeführte Experiment zur Schätzung von effektiven Aerosolparametern dargestellt. Aus diesen Parametern folgen quantitative Abschätzungen zum Anteil der absorbierten und gestreuten Energie sowie Vorhersagen für das Verhalten bei anderen Laserwellenlängen. Das Kapitel schließt mit einer kurzen Diskussion zu thermischen Linsen im Umgebungsgas, die mutmaßlich durch Energieabsorption im Aerosol entstehen.

3.2.1 Grundlagen

Zur theoretischen Beschreibung der Licht-Partikel Wechselwirkung sind einige Annahmen über die Partikeleigenschaften zu treffen. In den folgenden Betrachtungen werden die Partikel als kugelförmig angenommen. Die folgende Zusammenfassung der zum Verständnis dieses Kapitels notwendigen Theorie ist an [34] angelehnt. Die vollständige Information über den Streuprozess ist in der sogenannten *Amplitudenfunktion* $S(\theta, \varphi)$ enthalten. Das streuende kugelförmige Partikel befinde sich im Koordinatensprung und sei einer linear polarisierten ebenen Welle mit Amplitude E_0 ausgesetzt. Es entsteht eine gestreute Kugelwelle, die in Kugelkoordinaten (Polarwinkel θ) in der Form

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)_{\text{sca}} = [(E_0)_s S_1(\theta, \varphi) \hat{\mathbf{e}}_s + (E_0)_p S_2(\theta, \varphi) \hat{\mathbf{e}}_p] \frac{e^{-i(kr - \omega t)}}{ikr} \quad (3.2)$$

geschrieben werden kann. Die Amplitudenfunktionen S_1 und S_2 legen die Streuamplitude für parallele und senkrechte Polarisationsrichtung (bezüglich einer durch Einfall- und Streurichtung aufgespannten Ebene) fest. Diese Funktionen sind im Allgemeinen von der Wellenlänge, der geometrischen Ausdehnung der Partikel und dem komplexen Brechungsindex des Materials abhängig. Für die von einem Teilchen in die Raumrichtung (θ, φ) gestreute relative Intensität gilt

$$\frac{I_{\text{sca}}(\theta, \varphi)}{I_0} = \frac{|S_2(\theta)|^2}{k^2 r^2} \cos^2 \varphi + \frac{|S_1(\theta)|^2}{k^2 r^2} \sin^2 \varphi \equiv \frac{F(\theta, \varphi)}{k^2 r^2}, \quad (3.3)$$

wobei I_0 die Intensität der einfallenden Welle bezeichnet. Für Geradeausstreuung ($\theta = 0$) fällt die Unterscheidung der Polarisationsrichtung weg, also

$$S_1(0) = S_2(0) \equiv S(0). \quad (3.4)$$

Den Teilchen können für stochastische Überlegungen die skalaren Wirkungsquerschnitte C_{sca} der Streuung und C_{abs} der Absorption zugeordnet werden und besitzen die Dimension einer Fläche. Für den Wirkungsquerschnitt der Extinktion gilt

$$C_{\text{ext}} = C_{\text{abs}} + C_{\text{sca}}, \quad (3.5)$$

C_{sca} kann durch Integration von (3.3) über alle Streurichtungen berechnet werden. Dazu legt man gedanklich eine Hohlkugel um das Streuzentrum und integriert über die Oberfläche. Es resultiert

$$C_{\text{sca}} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \frac{F(\theta, \varphi)}{k^2} \sin \theta d\theta \quad (3.6)$$

$$= \frac{\pi}{k^2} \int_0^\pi \left[|S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2 \right] \sin \theta d\theta. \quad (3.7)$$

Weiterhin kann gezeigt werden, dass der Wirkungsquerschnitt der Extinktion gegeben ist durch

$$C_{\text{ext}} = \frac{4\pi}{k^2} \text{Re}[S(0)]. \quad (3.8)$$

Sind C_{sca} und C_{ext} bekannt, folgt C_{abs} aus Gleichung (3.5). Für allgemeiner anwendbare Resultate ist es vorteilhaft, zu den neutraldimensionierten *Effizienzfaktoren* überzugehen, welche als Quotient aus Wirkungsquerschnitt und geometrischer Querschnittsfläche definiert sind. Es gilt

$$Q_{\text{sca}} = C_{\text{sca}}/a^2\pi, \quad (3.9)$$

$$Q_{\text{abs}} = C_{\text{abs}}/a^2\pi, \quad (3.10)$$

$$Q_{\text{ext}} = Q_{\text{sca}} + Q_{\text{abs}}, \quad (3.11)$$

wobei a für den halben Partikeldurchmesser steht. Oftmals werden die Effizienzfaktoren in Rechnungen der Streutheorie in Abhängigkeit vom sogenannten *Größenparameter*

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (3.12)$$

angegeben, wobei λ für die betrachtete Lichtwellenlänge steht.

Wenn die Abstände zwischen den Teilchen in einem Aerosol groß sind gegenüber den Teilchendurchmessern und außerdem Einfachstreuung³ angenommen werden kann, so folgt für die verbleibende Intensität nach Propagation über eine Strecke z innerhalb einer homogenen Wolke

$$I(z) = I_0 e^{-\int_0^z \gamma(z) dz} \quad \text{mit} \quad \gamma(z) = N(z)\pi \int_0^\infty Q_{\text{ext}}(a) f(a) a^2 da. \quad (3.13)$$

Hierbei ist $f(a)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte der Verteilung der Partikelgrößen und $N(z)$ die Anzahl der Partikel pro Einheitsvolumen am Ort z . Für den einfachsten Fall

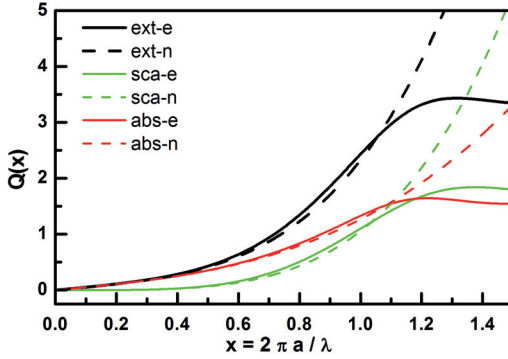


Bild 3.2: Vergleich von Q_{ext} , Q_{sca} und Q_{abs} zwischen Näherung (n) und exakter Lösung (e) für Partikel aus Fe_3O_4 bei einer Wellenlänge von 1064 nm ($n = 2.3 + 0.51i$). Offenbar ist hier die Näherung sogar bis hin zu $x \approx 1$ brauchbar.

gleichgroßer Partikel mit Durchmesser $2a$ und homogener Partikeldichte N vereinfacht sich (3.13) zu

$$I(z) = I_0 e^{-\gamma z} \quad \text{mit} \quad \gamma = C_{\text{ext}} N = Q_{\text{ext}} N \pi a^2. \quad (3.14)$$

Das Problem der Berechnung der Amplitudenfunktionen S_1 und S_2 , aus denen unter anderem die Effizienzfaktoren Q folgen, wurde von Mie für den Fall homogener kugelförmiger Partikel allgemein gelöst. Zur Auswertung der Lösungsformeln existieren ausgereifte numerische Algorithmen, beispielsweise zu finden in [35].

Obwohl die Mie-Lösung im Rahmen der Annahmen allgemeingültig ist, gibt es nützliche Näherungslösungen für Spezialfälle. Für Größenparameter $x \ll 1$ gilt [34, Kapitel 14.21]

$$Q_{\text{sca}}(x) \approx \frac{8x^4}{3} \left| \frac{\bar{n}^2 - 1}{\bar{n}^2 + 2} \right|^2, \quad (3.15)$$

$$Q_{\text{abs}}(x) \approx \text{Im} \left[4x \frac{\bar{n}^2 - 1}{\bar{n}^2 + 2} + \frac{4x^3}{15} \left(\frac{\bar{n}^2 - 1}{\bar{n}^2 + 2} \right)^2 \frac{\bar{n}^4 + 27\bar{n}^2 + 38}{2\bar{n}^2 + 3} \right]. \quad (3.16)$$

Hier ist \bar{n} wie gewohnt⁴ der komplexe Brechungsindex des Materials, aus dem die Partikel bestehen. Es ist nicht möglich, einen allgemeingültigen Maximalwert für x anzugeben,

³Eine gestreute Welle wird kein zweites Mal gestreut.

⁴Der Imaginärteil des Brechungsindex ist hier für absorbierende Partikel positiv einzusetzen. In [34] ist die Konvention anders, sodass dort ein negativer Imaginärteil verwendet werden muss. Daher unterscheidet sich (3.16) dort im Vorzeichen.

bis zu dem diese Näherung gut ist, da das vom Brechungsindex abhängt. In der Regel ist diese Näherung aber bis etwa $x = 0,5$ brauchbar, also bis zu Partikeldurchmessern von maximal etwa einem Sechstel der Wellenlänge. Einen Vergleich der Näherung mit der exakten Lösung für Partikel aus Fe_3O_4 bei einer Wellenlänge von 1064 nm zeigt Bild 3.2. Dieses Material, auch als *Magnetit* oder *Hammerschlag* bezeichnet, ist ein stabiles Oxid von Eisen. Letzterer Name hat seinen Ursprung in der Beobachtung, dass als Funken sichtbar wegfliegende Partikel beim Schmieden von Stahl nahezu instantan zu Magnetit oxidieren. Daher erscheint es naheliegend, dieses Material auch für die bei der Laserbearbeitung von Stahl entstehenden Aerosolpartikel anzunehmen. Experimentelle Daten für den Brechungsindex von Fe_3O_4 bei Raumtemperatur sind in Bild 3.3 dargestellt.

3.2.2 Experimentelle Bestimmung von Aerosolparametern

Die charakteristischen Parameter eines Aerosols werden üblicherweise durch Modellannahmen und Anpassung der Modellparameter an experimentelle Ergebnisse zur Lichtstreuung und Extinktion bestimmt. Als Annahme für die Größenverteilung der Partikel hat sich beispielsweise die *logarithmische Normalverteilung* mit der Wahrscheinlichkeitsdichte

$$f_{\text{LN}}(a) = \frac{l^2}{\sqrt{2\pi}\sigma a} e^{-\frac{[\ln(a/l) - \mu/l]^2}{2(\sigma/l)^2}} \quad \text{mit } a/l > 0 \quad (3.17)$$

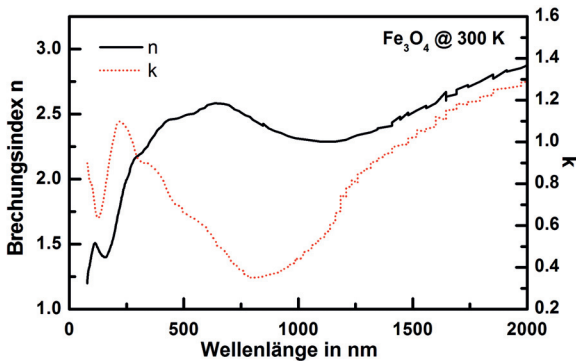


Bild 3.3: Experimentelle Daten für den Brechungsindex von Fe_3O_4 bei 300 K aus [36]. Der stufenförmige Verlauf der Graphen ab etwa 1000 nm ist auf Ungenauigkeiten beim Extrahieren aus dem in der Quelle vorhandenen Diagramm zurückzuführen.

in realen Aerosolen bewährt [37]⁵. Dabei hängen μ und σ mit dem wahrscheinlichsten Partikelradius und der Breite der Verteilung zusammen, allerdings nicht so unmittelbar wie bei der Normalverteilung. Die Größe l ist die Basisgröße der Länge im verwendeten Einheitsensystem, sodass die resultierende Wahrscheinlichkeitsdichte und die Argumente von Logarithmusfunktion und Exponentialfunktion jeweils neutraldimensioniert sind.

Wenn in erster Näherung gleich große, kugelförmige Partikel mit homogener Partikel-dichte angenommen werden, so kann die Partikelgröße und Aerosoldichte bei vorgegebenem Brechungsindex bereits durch Messung der Extinktion bei zwei verschiedenen Wellenlängen bestimmt werden. Dazu kann Gleichung (3.14) für zwei verschiedene Wellenlängen ins Verhältnis gesetzt werden, also

$$\frac{\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\lambda_1}}{\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\lambda_2}} = \frac{\ln\left(\frac{P}{P_0}\right)_{\lambda_1}}{\ln\left(\frac{P}{P_0}\right)_{\lambda_2}} = \frac{Q_{\text{ext}}(x_1, \lambda_1)}{Q_{\text{ext}}(x_2, \lambda_2)} = \frac{Q_{\text{ext}}\left(\frac{2\pi a}{\lambda_1}, \lambda_1\right)}{Q_{\text{ext}}\left(\frac{2\pi a}{\lambda_2}, \lambda_2\right)}. \quad (3.18)$$

Durch Messung der Transmittivität des Aerosols hinsichtlich der Intensität I bzw. Leistung P bei zwei verschiedenen Wellenlängen und Vergleich mit den dazugehörigen Quotienten der Effizienzfaktoren kann dann die Partikelgröße a durch Lösen der impliziten Gleichung bestimmt werden. Die Dichte folgt unmittelbar aus Gleichung (3.14). Es bietet sich jedoch an, mit mindestens drei verschiedenen Wellenlängen zu arbeiten, sodass mehrere Quotienten gebildet werden können [37]. Dadurch ergeben sich Anhaltspunkte zur Brauchbarkeit der hier getroffenen, sehr rigiden Annahmen. Zwar werden nicht alle Partikel genau die gleiche Größe besitzen und die Aerosoldichte wird auch nicht homogen sein, aber es ist möglich, dass die so gefundenen Parameter als *effektive Größen* eine näherungsweise Beschreibung erlauben.

Die Methode wurde angewendet, um die Extinktion des Prozesslasers in der Prozess-rauchwolke beim Remote-Tiefschweißen von Stahl (Bearbeitungsabstand von 560 mm) zu untersuchen. Für die Experimente stand ein fasergekoppelter Scheibenlaser mit einer Wellenlänge von 1030 nm zur Verfügung. Das Faserende wurde auf einen Spotdurchmesser von 560 μm auf die Werkstückoberfläche abgebildet. Der Vorschub von 2 m/min wurde bei ortsfestem Laserstrahl (Leistung 3 kW) durch laterales Verschieben des Werkstücks erzielt. Weil der Prozessrauch unter diesen Bedingungen den gesamten Freistrahlsbereich ausfüllen kann, ist mit einer maximalen Beeinträchtigung des Laserstrahls zu rechnen. Im Vergleich der Prozessführungen mit und ohne Rauchabsaugung ergeben sich deutliche Unterschiede in der Schweißnaht (Bild 3.4). Die offenkundigsten Unterschiede sind eine deutliche Reduktion der Einschweißtiefe und eine größere Anbindungsbreite der Naht im Bereich des Werkstückoberseite.

⁵In der Quelle fehlt die Relation zur Basiseinheit l .

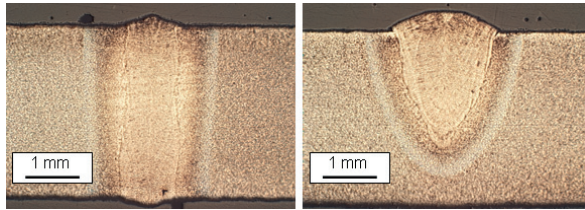


Bild 3.4: Querschliffe von Schweißnähten in Stahl mit (links) und ohne (rechts) Absaugung des Prozessrauchs.

Zur Bestimmung von effektiven Aerosolparametern, deren Kenntnis für eine Abschätzung des Einflusses des Prozessrauchs auf den Prozesslaser benötigt werden, wurde ein Versuchsaufbau zur sequentiellen Messung der Extinktion von Testlaserstrahlen bei drei verschiedenen Wellenlängen (543 nm, 633 nm und 1047 nm) implementiert (Bild 3.5a).

Die Testlaser wurden in einer Höhe von etwa 300 mm parallel zur Werkstückoberfläche ausgerichtet, sodass es innerhalb einer Wechselwirkungslänge von 100 mm zu Extinktion im Prozessrauch kam. Visuell abgeschätzt war die Rauchdichte, abgesehen von Prozessbeginn und Prozessende, innerhalb der Wechselwirkungsstrecke in etwa konstant. Mittels eines Detektors wurde die durch den Rauch ungestreut transmittierte Leistung gemessen und mit einem digitalen Speicheroszilloskop⁶ aufgezeichnet. Der Detektionsaufbau war mit einer Ulbrichtkugel realisiert (Kugeldurchmesser 50 mm, Eingangsaperturdurchmesser 5 mm), die mit einem Lichtleitkabel mit einer empfindlichen Photodiode⁷ verbunden war. Im Bereich der Wechselwirkungszone muss wegen des abströmenden Prozessdampfs mit turbulenter heißer Luft gerechnet werden. Weil der Brechungsindex von Luft temperaturabhängig ist (siehe Anhang A.3), kommt es durch die Temperatur- bzw. Dichtegradienten zu Lichtbrechungseffekten in der Gasatmosphäre, sodass ein Teil der Testlaserstrahlung den Detektor wegen der Strahlablenkung möglicherweise nicht erreicht. Um diesen Effekt möglichst zu unterdrücken, wurde mit einer vergleichsweise großen Eingangsapertur der Ulbrichtkugel gearbeitet (Kugeldurchmesser 50 mm, Eingangsaperturdurchmesser 5 mm), wobei der maximal „erlaubte“ Ablenkungswinkel 1,25 mrad betrug, bei dem Lichtstrahlen noch die Eingangsapertur der Ulbrichtkugel passieren konnten. In dieser Konfiguration ergab ein zur Prüfung der Robustheit des Aufbaus in die Wechselwirkungszone eingeblasener heißer Luftstrom (ca. 500 °C), der mit einem Heißluftfön erzeugt wurde, keinen Einfluss auf die Testlasersignale.

⁶LeCroy Waverunner 64Xi

⁷ThorLabs DET10A

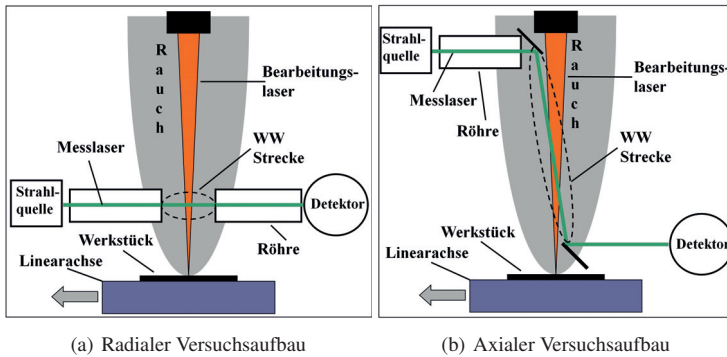


Bild 3.5: Versuchsaufbauten zur Bestimmung der Aerosoleigenschaften des Prozessrauchs beim Schweißen. Beim radialen Versuchsaufbau propagieren die Testlaser über eine kurze Strecke senkrecht zur Strahlachse des Bearbeitungs-lasers. Beim axialen Aufbau propagieren die Testlaser nahezu entlang des Strahlwegs des Bearbeitungs-lasers.

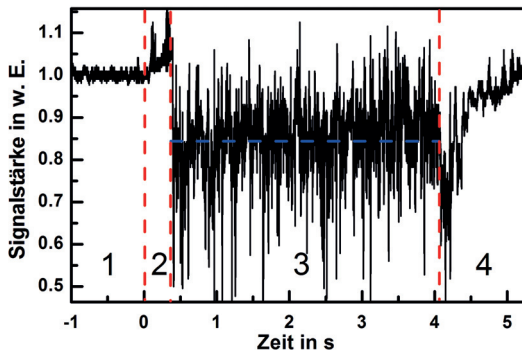


Bild 3.6: Typisches zeitabhängiges Detektionssignal in willkürlichen Einheiten für den Versuchsaufbau nach Bild 3.5a.

Ein exemplarischer Signalverlauf bei einer Testwellenlänge von 543 nm ist in Bild 3.6 dargestellt. Das dargestellte Detektorsignal kann in vier sequentiell aufeinanderfolgenden Phasen aufgeteilt werden. Zunächst ist das Signal, abgesehen von einer gewissen Rauschamplitude, konstant (Phase 1). Mit dem Einschalten des Bearbeitungslasers zum Zeitpunkt Null steigt die Signalstärke zunächst an, da zusätzlich zur Testlaserstrahlung noch ein gewisser Anteil des auftretenden Prozessleuchtens den Detektor erreichen kann (Phase 2).

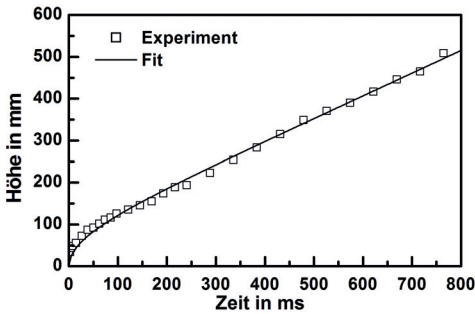


Bild 3.7: Beobachtete Rauchhöhe in mm seit Prozessbeginn in Sekunden.

Ab etwa 0,4 s kommt es aufgrund des aufsteigenden Prozessrauchs zur teilweisen Extinktion der Testlaserstrahlung und damit auch zu einer deutlichen Abnahme der Signalstärke (Phase 3). Sobald der Bearbeitungslaser ausgeschaltet wird, fällt das Signal zunächst noch einmal ab, bevor es sich wieder dem Ausgangswert annähert (Phase 4). Der Signalabfall zu Beginn von Phase 4 kommt vermutlich durch den Wegfall des Prozessleuchtens bei gleichzeitig zunächst noch unveränderter Rauchdichte innerhalb der Wechselwirkungszone. In Bild 3.7 ist die bei den Versuchsparametern anhand einer Filmaufnahme bestimmte Rauchhöhe in Abhängigkeit von der Zeit seit Prozessbeginn dargestellt. Dabei bestätigt sich, dass der Rauch nach etwa 0,4 s bis hin zu einer Höhe von 300 mm aufgestiegen ist. Nach etwa 0,8 s füllte die Rauchsäule die gesamte Strecke bis hin zum Schutzglas. Als empirisch ermittelte Ausgleichsfunktion der Messdaten wurde

$$h(t) = \alpha \cdot \operatorname{arcosh} \left(e^{\beta t} \right) \quad (3.19)$$

verwendet. Die Ausgleichsrechnung liefert $\alpha = (0,117 \pm 0,009) \text{ m}$ und $\beta = (4,6 \pm 0,5) \text{ s}^{-1}$. Für die Aufstiegeschwindigkeit folgt aus (3.19)

$$v(t) = \frac{\alpha \cdot \beta \cdot e^{\beta t}}{\sqrt{e^{2\beta t} - 1}} \stackrel{t > 1/\beta}{\approx} \alpha \cdot \beta. \quad (3.20)$$

Die Schwächen der empirischen Formel zeigen sich insbesondere im Grenzfall $t \rightarrow 0$, weil $v(t)$ dort divergiert. Außerdem wird die Rauchhöhe für kleine Zeiten etwas unterschätzt. Für einfache Abschätzungen ist die Gleichung trotzdem zweckmäßig. Für $t \rightarrow \infty$ konvergiert die Geschwindigkeit gegen die konstante Größe $v_R = \alpha \cdot \beta$, hier $v_R \approx (0,54 \pm 0,05) \text{ m/s}$.

Größe	Wert	Fehler
$(P/P_0)_{543\text{nm}}$ (radial)	0,930	0,017
$(P/P_0)_{633\text{nm}}$ (radial)	0,960	0,004
$(P/P_0)_{1047\text{nm}}$ (radial)	0,990	0,003
$(P/P_0)_{543\text{nm}}$ (axial)	0,593	0,080
$(P/P_0)_{1047\text{nm}}$ (axial)	0,961	0,012
$Q_{\text{ext}}^{543\text{nm}}/Q_{\text{ext}}^{633\text{nm}}$ (radial)	1,75	0,5
$Q_{\text{ext}}^{543\text{nm}}/Q_{\text{ext}}^{1047\text{nm}}$ (radial)	6,73	2,5
$Q_{\text{ext}}^{633\text{nm}}/Q_{\text{ext}}^{1047\text{nm}}$ (radial)	3,85	1,1
$\gamma_{543\text{nm}}$ (radial)	$0,73\text{ m}^{-1}$	$0,18\text{ m}^{-1}$
$\gamma_{543\text{nm}}$ (axial)	$1,05\text{ m}^{-1}$	$0,27\text{ m}^{-1}$
$\gamma_{633\text{nm}}$ (radial)	$0,42\text{ m}^{-1}$	$0,04\text{ m}^{-1}$
$\gamma_{1047\text{nm}}$ (radial)	$0,11\text{ m}^{-1}$	$0,03\text{ m}^{-1}$
$\gamma_{1047\text{nm}}$ (axial)	$0,08\text{ m}^{-1}$	$0,025\text{ m}^{-1}$

Tabelle 3.1: Experimentelle Ergebnisse zur Extinktion im Prozessrauch.

Alle Extinktionsexperimente wurden jeweils zehn Mal wiederholt, um statistische Fehlergrenzen angeben zu können. Die experimentellen Ergebnisse P/P_0 sind für die verschiedenen Wellenlängen in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Die Extinktionskoeffizienten γ wurden unter Berücksichtigung der Propagationsdistanzen (radial: $\bar{z} = 100\text{mm}$, axial $\bar{z} = 500\text{mm}$) durch die Aerosolwolke mit (3.14) $\gamma = \frac{1}{\bar{z}} \ln(\frac{P_0}{P})$ berechnet. Die Quotienten der Effizienzfaktoren der Extinktion wurden für die verschiedenen Wellenlängenkombinationen durch die Quotientenbildung der transmittierten

Leistung mit (3.18) bestimmt. Aus diesen Quotienten kann die Partikelgröße bestimmt werden, wobei ein wellenlängenabhängiger Brechungsindex vorausgesetzt werden muss. Für diese Quotienten wurden lediglich die Messdaten für die radiale Richtung herangezogen. In Bild 3.8 sind die berechneten Quotienten der Effizienzfaktoren für die drei Wellenlängenkombinationen unter der Annahme von Fe_3O_4 als Partikelmaterial in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser dargestellt. Zur Berechnung von Q_{ext} wurde der numerische Algorithmus aus [35] verwendet, wobei der für die Berechnung notwendige Brechungsindex aus Bild 3.3 eingesetzt wurde. Weiterhin sind im Bild 3.8 auch die experimentell bestimmten Quotienten (horizontale gestrichelte Linien) mit den Fehlergrenzen (gepunktete Linien) eingezeichnet. Aufgrund des großen Fehlerbereichs der gemessenen Quotienten ergeben sich auch große Fehlerbereiche für die damit konsistenten Partikeldurchmesser (durch vertikale Strich-Punkt-Linien begrenzte Bereiche A,B,C und D). Bei der Wellenlängenkombination 543 nm und 633 nm liegen beispielsweise alle berechneten Quotienten für Partikeldurchmesser kleiner als 192 nm innerhalb des Fehlerbereichs (Bereich A). Daraus folgt somit eine obere Grenze für den Partikeldurchmesser von 192 nm. Bei der Wellenlängenkombinationen 633 nm/1047 nm gibt es zwei Bereiche (B und C), bei der Wellenlängenkombination 543 nm/1047 nm einen Bereich (D). Die Schnittmenge aller vier Bereiche bestimmt den Durchmesserbereich, der mit allen drei Wellenlängenkombinationen konsistent ist, explizit 115 nm bis 192 nm. In Tabelle 3.2 sind die für diese Grenzen der Partikeldurchmesser berechneten Effi-

λ (nm)	$2a$ (nm)	x	Q_{ext}	$N(10^7/\text{cm}^3)$
543	115	0,665	0,97	7,216
543	192	1,111	0,34	7,386
633	115	0,571	0,57	7,012
633	192	0,953	0,27	5,310
1047	115	0,345	0,21	4,949
1047	192	0,576	0,55	0,678

Tabelle 3.2: Experimentelle Ergebnisse zur Extinktion im Prozessrauch.

ziefaktoren Q_{ext} sowie die dazugehörigen aus Gleichung (3.14) folgenden Partikeldichten N zusammengestellt. Man erkennt, dass mit Ausnahme der letzten Kombination ($\lambda = 1047 \text{ nm}$, $2a = 192 \text{ nm}$) alle berechneten Partikeldichten im Bereich von etwa $5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ bis ca. $7 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ liegen. Die Partikelgröße liegt daher mutmaßlich eher nahe der unteren Grenze von 115 nm.

Die Resultate obiger Überlegungen führen zu dem Schluss, dass die drastische Reduktion der Einschweißtiefe bei 1030 nm vermutlich nicht direkt durch die Extinktion der Strahlung verursacht worden ist. Selbst für den größten bei 1047 nm gemessenen Extinktionskoeffizienten von $\gamma = 0,1 \pm 0,03 \text{ m}^{-1}$ (Tabelle 3.1, radiale Richtung) ist nach (3.14) nur mit einem Energieverlust durch Extinktion von maximal 6% zu rechnen, wenn in die

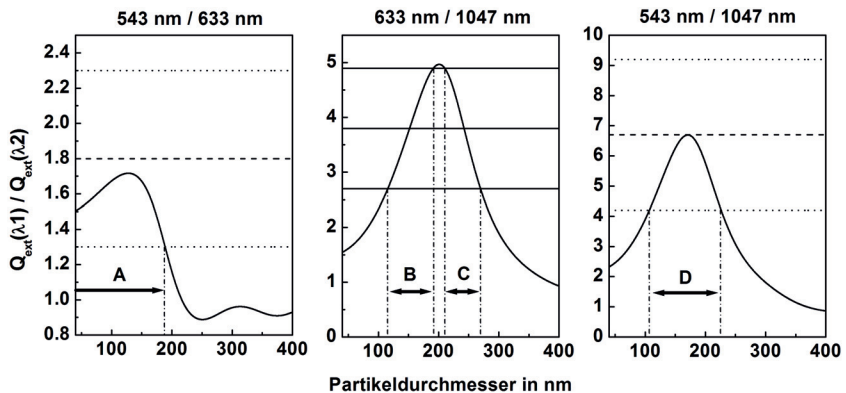


Bild 3.8: Berechnete Quotienten der Effizienzfaktoren der Extinktion in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser für kugelförmige Partikel aus Fe_3O_4 zur Bestimmung der Partikelgröße. Aus den Fehlerbereichen der Extinktionsquotienten folgen die Bereiche A-D, in denen die Partikelgröße mutmaßlich liegt.

Formel eine Wechselwirkungslänge von 500 mm eingesetzt wird. Auch aus den direkten Messergebnissen der Extinktion in axialer Richtung, welche mit dem in Bild 3.5b dargestellten abgewandelten Versuchsaufbau erhalten wurden, resultiert eine ähnlich geringe Abschwächung. Eine Reduktion der Laserleistung um eben diese 6% bewirkt jedoch bei Weitem nicht einen derart großen Effekt auf die Einschweißtiefe.

Dennoch ist es evident, dass der Rauch für den negativen Effekt auf den Schweißprozess verantwortlich sein muss, weil bereits eine leichte Partikelabsaugung während des Schweißens in etwa 300 mm Höhe den problematischen Raucheffect nahezu zum Verschwinden brachte. Dabei besaß diese Absaugung keinerlei sichtbaren Einfluss auf die „Prozessfackel“ und den Rauch in unmittelbarer Nähe zur Kapillare. Zweifellos wird der rapide Abfall der Einschweißtiefe durch den Rauch im untersuchten Bereich oberhalb der Werkstückoberfläche hervorgerufen.

Diese Beobachtungen widerlegen die Ausgangshypothese, dass die Reduktion der Einschweißtiefe auf eine zu geringe durch den Rauch transmittierte Laserleistung zurückzuführen ist. Möglicherweise ist nicht die Leistungsabschwächung an sich der Grund für die Probleme, sondern eine Umverteilung der Leistung durch eine mögliche Spotvergrößerung auf der Werkstückoberfläche. Dadurch würde bei gleicher Laserleistung die Intensität auf der Werkstückoberfläche herabgesetzt, was eine Verringerung der Einschweißtiefe erklären könnte. Eine solche Spotvergrößerung kann durch eine sich ausbildende thermisch induzierte Phasendeformation durch das Umgebungsgas (Luft) oberhalb der Werkstückoberfläche verursacht sein.

3.2.3 Thermisch induzierte Phasendeformation

Eine weitere mögliche Ursache für den beobachteten deutlichen Rückgang der Einschweißtiefe durch die Wechselwirkung mit Prozessrauch könnten thermische Phasendeformationen⁸ sein, welche durch Temperaturgradienten in der Umgebungsatmosphäre hervorgerufen werden. Diese Temperaturgradienten können beispielsweise durch die Lichtabsorption der Prozessrauchpartikel und eine dadurch induzierte Aufheizung der Luft hervorgerufen werden. Zwar sind in der Luft wegen der geringen Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex (siehe Anhang A.3) nur schwache Brechungsindexgradienten zu erwarten, durch die lange Propagationsdistanz von einigen Zentimetern können sich trotzdem sehr deutliche Verzerrungen der Phasenfront ergeben. Eine thermische

⁸Häufig wird in diesem Zusammenhang auch von „thermischen Linsen“ gesprochen, wobei die Phasendeformation in der Realität keine parabolische Form aufweist und nur sehr ungenau durch die Wirkung einer Linse beschrieben werden kann.

Phasendeformation kann die Wellenfront des transmittierenden Laserstrahls stark verändern, sodass es zu einer anderen Beugungsmaßzahl des Strahls und einem anderen Spotdurchmesser bzw. einer anderen Intensitätsverteilung auf der Werkstückoberfläche kommt. Das thermische Phasenobjekt ist ausgedehnt, aufgrund von Luftturbulenzen sicherlich zeitabhängig und führt im Allgemeinen auch nicht zu glatten oder gar parabolischen Phasenfronten. Weil die Einschweißtiefe stark von der absorbierten Intensität abhängt [38], kann die thermische Phasendeformation daher einen sehr deutlichen Einfluss auf den Schweißprozess besitzen.

Im Folgenden werden einige Überlegungen zur partikelinduzierten Aufheizung der Luft dargelegt. Wenn der Strahl in einem homogen mit Partikeln gefüllten Volumen gemäß (3.14) abgeschwächt wird, ist die absorbierte Leistungsdichte in Analogie zu (2.126) gegeben durch

$$P_{\text{abs}}^{(V)}(x, y, z) = - \frac{dI(x, y, z)}{dz} = I(x, y, 0) C_{\text{abs}} N e^{-C_{\text{ext}} N z}. \quad (3.21)$$

Die Partikel nehmen diese Leistung in Form von Wärme auf. Wegen der geringen Masse und Wärmekapazität der hier betrachteten Aerosolpartikel werden bei üblichen Laserintensitäten von einigen kW/cm² rasch Temperaturen von einigen tausend Kelvin erreicht.

Die Kühlung der Partikel geschieht durch Wärmeabgabe an die umgebende Luft und durch Wärmestrahlung. Die Wärmeabgabe an die Luft führt dann zu Temperaturgradienten in der Luft und damit auch zu thermisch induzierten Phasendeformationen. Die Strahlungskühlung ist wegen der typischen Proportionalität zu T^4 der Strahlungsleistung besonders bei hohen Temperaturen relevant. Die Partikel stellen allerdings keine „schwarzen“, sondern „graue“ Strahler dar, bei denen die Emissivität eine deutliche Wellenlängenabhängigkeit zeigt [39].

Das Kirchhoff'sche Strahlungsgesetz besagt, dass die spektrale Strahldichte für Absorption und Emission identisch sein müssen. Daher kann die Wellenlängenabhängigkeit des Emissionskoeffizienten $\epsilon(\lambda)$ direkt aus Bild 3.2 entnommen werden oder im Gültigkeitsbereich der Näherung mittels (3.16) berechnet werden. Für Partikeldurchmesser von 100 nm sind die Q_{abs} bei typischen Wellenlängen der Wärmestrahlung deutlich kleiner als Eins, sodass die Partikel weit weniger Strahlungsleistung emittieren als bei Anwendung des für schwarze Körper gültigen Stefan-Boltzmann-Gesetzes zu erwarten wäre.

Wegen ihrer geringen Wärmekapazität nehmen die Partikel fast instantan genau die Temperatur an, bei der die durch Absorption zugeführte Leistung und die durch Kühlung

abgegebene Leistung gleich sind. Wenn diese Temperatur oberhalb der Verdampfungstemperatur des Partikelmaterials liegt, werden die Partikel im Laserstrahl verdampfen, sobald genug Energie zur Verdampfung zur Verfügung steht.

An Stellen, an denen die Intensität des Strahls hoch genug ist, um eine fast instantane Verdampfung der Partikel zu bewirken, kommt es danach zu keiner weiteren Ausbildung von thermisch induzierten Phasendeformationen. Diese Situation ist unter den üblichen Bedingungen beim Laserschweißen nahe der Fokusebene bzw. Werkstückoberfläche zu erwarten. Der Laser „schießt“ sich dort sozusagen den eigenen Weg durch die Aerosolwolke frei. Der so erzeugte heiße Materialdampf führt allerdings wiederum zu einer lokalen Erwärmung der Luft. Weil der Gradient des Brechungsindex von Luft bei zunehmender Temperatur abnimmt (siehe Bild A.2 im Anhang), ist bei sehr hohen Laserleistungsdichten und Lufttemperaturen mit geringeren Brechungsindexgradienten zu rechnen. Das Volumen direkt oberhalb der Schweißkapillare besteht demnach aus einem Gemisch von heißer Luft und Materialdampf mit einem Brechungsindex, der sehr nahe an 1,0 liegt und innerhalb des Strahls geringe Gradienten aufweist.

Nahe der Fokussieroptik, wo der Strahl noch einen relativ großen Durchmesser und somit eine geringere Intensität besitzt, ist dagegen mit mehr Einflüssen durch thermisch induzierte Phasendeformationen zu rechnen. Hier ist eine sorgfältige Absaugung des Prozessrauchs demnach besonders wichtig.

Wegen der Wellenlängenabhängigkeit von Q_{abs} sind Wechselwirkungsprozesse mit Prozessrauch sehr stark von der Laserwellenlänge abhängig. Um hier mehr Klarheit zu schaffen sind noch weitere experimentelle Untersuchungen notwendig.

4 Untersuchungen zum Laserbohren

In den letzten Jahren hat das Laserstrahlbohren als Verfahren der industriellen Fertigung zunehmend an Bedeutung gewonnen. Dem Trend zu Bohrlöchern mit hohen Aspektverhältnissen bei immer kleineren Durchmessern, aber andererseits stetig steigenden Anforderungen an Präzision, Formtreue und Reproduzierbarkeit wird mit dem Einsatz von Lasersystemen mit immer kürzeren Pulsdauern entsprochen. Gegenstand der aktuellen Forschungen sind daher insbesondere ultrakurze Laserpulse im ps- und sub-ps-Regime, die es erlauben auch bei geringen Fluenzen sehr hohe absorbierte Intensitäten in der Bearbeitungszone zu erzielen. In der theoretischen Idealisierung wird das bestrahlte Material unter diesen Bedingungen instantan verdampft, ohne dass es zur Ablagerung von Schmelzerückständen kommen kann. Wie in Kapitel 2.2 diskutiert, kann aber unter realen Bedingungen - sofern die Fluenz hoch genug ist - sogar bei ultrakurzen Pulsen ein nicht unerheblicher Anteil des Abtrags in schmelzflüssiger Form erfolgen. Das resultiert in höheren Abtragseffizienzen, weil die Verdampfungsenthalpie beim Abtrag in schmelzflüssiger Form nicht aufgebracht werden muss, steht aber wiederum aufgrund der Schmelzeablagerungen der Erzeugung qualitativ besonders hochwertiger Bohrungen entgegen. Ein qualitativ hochwertiger und gleichzeitig effizienter Abtragsprozess wird nur durch eine geeignete Wahl sämtlicher Laserparameter erreicht, wobei diese Parameter gegebenenfalls sogar durch eine geeignete Bearbeitungsstrategie auf die jeweilige Prozessphase angepasst werden sollten.

Gegen Prozessende sollte der Abtragsprozess möglichst schmelzefrei eingestellt werden. Zurückbleibende Schmelzeschichten in Laserbohrungen neigen zu Schuppenbildung und Abplatzungen, ausgetriebene Schmelze formt ungewünschte Grate. Gelingt die rückstandsfreie Bearbeitung nicht, sind nachgeordnete Bearbeitungsschritte nötig, um die Schmelzeschichten und Grataufwürfe zu entfernen oder zumindest zu glätten.

In diesem Kapitel werden sowohl theoretische als auch experimentelle Untersuchungen zum Laserbohren diskutiert. Die theoretischen Untersuchungen stellen die Absorption von Laserstrahlung in Kapillaren unter Berücksichtigung von Mehrfachreflexionen in den Mittelpunkt. Dabei steht die Frage im Vordergrund, inwieweit strahlenoptische Raytracingrechnungen brauchbare Ergebnisse liefern und wann wellenoptische Rechnungen durchgeführt werden müssen. Für diesen Vergleich wurde ein vollständig neues Raytracingprogramm entwickelt, welches für diesen Zweck geeignet ist und in Kapitel 4.1

beschrieben wird. Im Unterschied zum vorherigen Rechenprogramm, welches vom Institut für Strahlwerkzeuge entwickelt worden war, bietet das neue Programm zusätzlich die Berücksichtigung der Polarisationsabhängigkeit der Reflektivität und durch eine Implementierung von „gebogenen Strahlen“ auch eine näherungsweise Berücksichtigung einer Strahlkaustik. Für das neue Programm wurde ein qualitativ effizienterer Rechenalgorithmus vollständig neu entwickelt und implementiert. Dadurch konnte die Rechenzeit gegenüber dem vorherigen Programm stark verringert werden. In der Praxis geht damit eine durchaus signifikante Reduktion der Berechnungsdauer von beispielsweise 10 Stunden auf 30 Sekunden einher. Als Konsequenz daraus können beispielsweise zukünftig in der gleichen Zeit sehr viel mehr Modellrechnungen durchgeführt, oder auch sehr viel detailliertere Kapillargeometrien untersucht werden. Das Abdrucken der vollständig selbstentwickelten Quelltexte¹ würde den Umfang dieser Arbeit bei Weitem sprengen, die zentralen Gleichungen werden hingegen explizit angegeben.

In Abschnitt 4.2 wird der Gültigkeitsbereich der Strahlenoptik bei der Berechnung der Absorption in Kapillaren untersucht. Dazu wird anhand ausgewählter Modellkapillaren und einfallender Strahlungsfelder die Absorption sowohl mit dem Raytracingprogramm, als auch durch direktes numerisches Lösen der Maxwellgleichungen berechnet. Es zeigt sich, dass strahlenoptische Berechnungen in kleinen Kapillaren hinsichtlich der Verteilung der absorbierten Intensität manchmal brauchbare Ergebnisse liefern und manchmal vollständig versagen. Als Hauptursache für die Abweichungen stellen sich Beugungseffekte an der Eintrittsapertur der Kapillare und die Nicht-Berücksichtigung von Interferenzeffekten im Raytracingprogramm heraus. Zukünftige Ansätze zur Modellierung des (gepulsten) Laserbohrprozesses sollten diese Effekte berücksichtigen.

Die experimentellen Untersuchungen ab Kapitel 4.3 befassen sich mit dem Material-austrieb beim Laserbohren mit ultrakurzen Laserpulsen. Hier steht insbesondere die Frage nach den Austriebsmechanismen der bei hohen Fluenzen entstehenden flüssigen Schmelze im Vordergrund. Anhand verschiedener diagnostischer Betrachtungen wird eine Modellvorstellung abgeleitet, aus der konkrete Leitlinien für die Prozessentwicklung beim Laserbohren gefolgert werden können.

¹Als Programmiersprache wurde die plattformunabhängige Programmiersprache JAVA (Oracle) verwendet.

4.1 Raytracing

4.1.1 Motivation des Verfahrens

Eine entscheidende Größe bei der Laser-Materialbearbeitung stellt die lokal absorbierte Leistung im Materialvolumen dar. Im Falle von Metallen ist die Eindringtiefe des Lichts (2.46) meistens klein gegenüber der Wellenlänge, sodass in sehr guter Näherung von einer Oberflächenwärmequelle ausgegangen werden kann. Die lokale Wärmezufuhr ist dann durch die absorbierte Intensität auf der Materialoberfläche gegeben. Zur Berechnung der absorbierten Intensität kann eine numerische Lösung der Maxwellgleichungen im interessierenden Volumen herangezogen werden. Dabei wird die einfallende Laserenergie durch die einfallende elektromagnetische Welle ausgedrückt. Für die Randbedingung auf der Materialoberfläche wird zweckmäßigerweise auf das Konzept der Oberflächenimpedanz zurückgegriffen. Dadurch entfällt die Notwendigkeit einer Feldberechnung im Metall, wodurch große rechentechnische Vorteile hinsichtlich Speicheranforderungen und Berechnungsdauer erreicht werden. Trotzdem sind diese Anforderungen für einigermaßen realistische Geometrien verhältnismäßig hoch². In der Regel ist dabei eine Volumendiskretisierung mit einem Stützstellenabstand von etwa $\lambda/10$ in jede Raumrichtung notwendig, wobei für jedes Volumenelement eine komplexe Feldamplitude gespeichert werden muss. Für 1 mm^3 werden bei einer Laserwellenlänge von $1\text{ }\mu\text{m}$ daher etwa 10^{12} Volumenelemente benötigt, sodass eine Speichergröße von mehreren Terabyte obligatorisch ist, verbunden mit unhandlichen Rechenzeiten. Im Falle kurz gepulster Laserstrahlung muss diese Rechnung prinzipiell zeitaufgelöst mit einer Zeitschrittweite im Femtosekundenbereich durchgeführt werden. Dadurch werden auch Effekte erfasst, bei denen es einen Einfluss durch die spektrale Bandbreite des Laserpulses (etwa wegen der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex) oder auch die unterschiedlichen geometrischen Weglängen bei möglichen Mehrfachreflexionen gibt. Durch letzteren Effekt kann die lokale Einwirkdauer der absorbierten Intensität vergrößert werden.

Obwohl die in dieser Weise erhaltene Information sehr präzise ist, lohnt sich der Aufwand in vielen Fällen nicht. Weil für die Absorption in Metallen bei Pulsdauern unterhalb der Elektron-Phonon-Relaxationszeit ($\approx \text{ps}$) der wesentliche Parameter die Fluenz ist, kann auf die zeitaufgelöste Beschreibung der Absorption in kleinen Kapillaren ($<1\text{ mm}$) meistens verzichtet werden. Bei Wellenlängen von etwa $1\text{ }\mu\text{m}$ und Pulsdauern im Pikosekundenbereich beträgt die typische spektrale Breite der Laserpulse nur wenige

²Ob dieser Satz noch etwa im Jahre 2050 Gültigkeit besitzt, wage ich allerdings nicht zu prognostizieren.

Nanometer, sodass die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex des absorbierenden Materials in der Regel vernachlässigt werden kann.

Wenn zusätzlich eine zeitunabhängige Strahlprofilform und eine zeitunabhängige Polarisationsrichtung angenommen werden darf, kann auf eine zeitaufgelöste Rechnung verzichtet werden. Aus der resultierenden stationären Lösung der Feldgleichungen kann die absorbierte Intensität bestimmt werden. Dadurch wird die Rechenzeit stark verringert, die Speicheranforderungen bleiben jedoch erhalten. Auf eine Berücksichtigung der Polarisation kann aber nicht verzichtet werden, was sich experimentell besonders deutlich durch einen stark deformierten Bohrlochaustritt beim Perkussionsbohren von Löchern mit hohem Aspektverhältnis zeigt [40, 41].

Es stellt sich die Frage, ob die Methoden der geometrischen Optik, welche sich im Bereich des Optikdesigns als sehr fruchtbar erwiesen haben, auch im Fall der Absorption in Bohrlochkanälen verwendet werden können. Zwar wurde dieser Ansatz vielfach implementiert (ein frühes Beispiel ist [42]), jedoch kaum hinsichtlich seiner Anwendbarkeit diskutiert.

Das hier betrachtete strahlenoptische Verfahren, welches häufig als *Raytracing* bezeichnet wird, zeichnet sich durch die Approximation des einfallenden Lichtfeldes durch ein Bündel von unabhängigen Strahlen aus. Jeder dieser Strahlen transportiert eine bestimmte Leistung und breitet sich gradlinig bis zum Auftreffen auf ein Hindernis aus. Ausgehend vom Auftreffpunkt wird ein reflektierter und gegebenenfalls ein transmittierter Strahl generiert, mit dem in gleicher Weise verfahren wird. Im hier interessierenden Fall der Absorption durch Materialien mit geringer Eindringtiefe wird kein transmittierter Strahl berechnet. Stattdessen wird die Materialoberfläche lokal mit der Leistungsdifferenz aus einfallender und reflektierter Strahlleistung beaufschlagt.

Die so definierten Lichtstrahlen können durch das Konzept des Poyntingvektors (2.45) einer ebenen Welle motiviert werden.

4.1.2 Berechnung der absorbierten Leistung

Wenn ein Lichtstrahl mit Richtung \mathbf{s}_E an einer Materialoberfläche mit Normalenvektor \mathbf{n} reflektiert wird (Bild 2.4), so folgt für den Richtungsvektor \mathbf{s}_R des reflektierten Strahles durch Spiegelung von \mathbf{s}_E an der Ebene

$$\mathbf{s}_R = \mathbf{s}_E - \frac{2(\mathbf{s}_E \cdot \mathbf{n})}{|\mathbf{n}|^2} \mathbf{n}. \quad (4.1)$$

Der für die Berechnung der reflektierten und absorbierten Leistung benötigte Einfallswinkel ist durch

$$\cos \vartheta_0 = \frac{\mathbf{s}_E \cdot \mathbf{n}}{|\mathbf{s}_E| \cdot |\mathbf{n}|} \quad (4.2)$$

gegeben. Der einfallende Strahl besitzt analog zu einer einfallenden ebenen Welle (2.48) eine Polarisation. Die Basisvektoren des Koordinatensystems, in dem der Polarisationsvektor dargestellt wird, seien mit $\hat{\mathbf{e}}_E^{(1)}$ und $\hat{\mathbf{e}}_E^{(2)}$ bezeichnet. Beide Basisvektoren stehen senkrecht aufeinander und sind orthogonal zur Ausbreitungsrichtung \mathbf{s}_E . Die Richtungen der Basisvektoren werden als *Polarisationsrichtungen* bezeichnet, ihnen kann eine transportierte Leistung zugeordnet werden, welche als $P_E^{(1)}$ und $P_E^{(2)}$ bezeichnet seien. Die Gesamtleistung des Strahls ist dann

$$P_E = P_E^{(1)} + P_E^{(2)}. \quad (4.3)$$

Die Reflektivität einer Oberfläche ist abhängig von der relativen Orientierung der Flächennormalen zur betrachteten Polarisationsrichtung. Um die Gleichungen für die Intensitätsreflektivitäten (2.75) sowie (2.76) direkt anwenden zu können, müssen die Polarisationsvektoren des einfallenden und reflektierten Strahls im Koordinatensystem der zur Einfallsebene senkrechten und parallelen Richtungen gewählt werden.

Die senkrecht auf der Einfallsebene stehende Richtung ist für den einfallenden und den reflektierten Strahl identisch und lautet

$$\hat{\mathbf{e}}^\perp = \hat{\mathbf{e}}_E^\perp = \hat{\mathbf{e}}_R^\perp = \frac{\mathbf{s}_E \times \mathbf{s}_R}{|\mathbf{s}_E \times \mathbf{s}_R|}. \quad (4.4)$$

Die parallelen Richtungen lauten

$$\hat{\mathbf{e}}_E^\parallel = \frac{\mathbf{s}_E \times \hat{\mathbf{e}}^\perp}{|\mathbf{s}_E \times \hat{\mathbf{e}}^\perp|}, \quad (4.5)$$

$$\hat{\mathbf{e}}_R^\parallel = \frac{\mathbf{s}_R \times \hat{\mathbf{e}}^\perp}{|\mathbf{s}_R \times \hat{\mathbf{e}}^\perp|}. \quad (4.6)$$

Die den neuen Polarisationsrichtungen zugeordneten Leistungen ergeben sich durch die Koordinatentransformation

$$P_E^{(1)} \cdot \hat{\mathbf{e}}_E^{(1)} + P_E^{(2)} \cdot \hat{\mathbf{e}}_E^{(2)} = P_E^\parallel \cdot \hat{\mathbf{e}}_E^\parallel + P_E^\perp \cdot \hat{\mathbf{e}}^\perp, \quad (4.7)$$

bei der sich die Gesamtleistung im Strahl nicht ändert. Aus diesem Gleichungssystem können die Größen P_E^\parallel und P_E^\perp mit Standardmethoden bestimmt werden. Das Gleichungssystem ist überbestimmt, weil es drei Gleichungen (für jede Raumdimension eine) und nur zwei Unbekannte gibt, was in der Praxis aber kein Problem darstellt. Es genügt, zwei

linear unabhängige Gleichungen auszuwählen. Sind P_E^{\parallel} und P_E^{\perp} berechnet, so folgen die Leistungen des reflektierten Strahls für beide Polarisationsrichtungen unmittelbar aus den Intensitätsreflektivitäten

$$P_R^{\parallel} = R_p \cdot P_E^{\parallel}, \quad (4.8)$$

$$P_R^{\perp} = R_s \cdot P_E^{\perp}, \quad (4.9)$$

$$P_R = P_R^{\parallel} + P_R^{\perp}. \quad (4.10)$$

Die absorbierte Leistung ist dann die Differenz aus einfallender und reflektierter Leistung

$$P_A = P_E - P_R. \quad (4.11)$$

4.1.3 Gebogene Strahlen

Die oben definierte Strahlenoptik mit geradliniger Strahlausbreitung approximiert die Propagation ebener Wellen. Die Ausbreitung eines Laserstrahls könnte im Prinzip durch die Entwicklung des Feldes nach ebenen Wellen, die alle einzeln propagiert werden, mit anschließender phasenrichtiger Summation angenähert werden. Eine besonders einfache Approximation besteht darin, Strahlen durch geradlinig propagierende, senkrecht auf der Wellenfront stehende „lokale Poyntingvektoren“ zu beschreiben. Damit kann auch ein Intensitätsprofil, beispielsweise das eines Gaußstrahls, in natürlicher Weise durch eine Gesamtheit unabhängiger Strahlen mit ortsabhängiger Leistung nachgebildet werden. Jeder dieser Einzelstrahlen kann als Teil eines *Strahlenbündels* aufgefasst werden. Weil in dieser Näherung der Wellencharakter des Lichtes vernachlässigt wird und stattdessen nur mit den reellen Leistungen bzw. Leistungsdichten gearbeitet wird, kommt es nicht mehr zu Interferenzeffekten. Auch können sich alle Strahlen eines Bündels in einem Punkt schneiden, sodass prinzipiell unendlich kleine Fokusse entstehen können. Das ist physikalisch aber nicht sinnvoll, da das mit einer Singularität der Volumenenergiedichte einhergehen würde.

Im Falle inkohärenter „natürlicher“ Lichtquellen ist diese Beschreibung trotzdem in vielen Fällen ausreichend gut, insbesondere wenn Fokusbereiche nicht betrachtet werden. In manchen Fällen ist diese Beschreibung des Lichtes sogar zur Berechnung der lokal in einem Bauteil absorbierten Intensität bei der Lasermaterialbearbeitung geeignet.

Eine gewisse Verbesserung der einfachsten strahlenoptischen Näherung kann dadurch erzielt werden, dass man die Strahlkaustik im Bereich der Strahltaile durch „gebogene“

Lichtstrahlen beschreibt. Dieser Ansatz führt allerdings nur dann zu brauchbaren Resultaten, wenn das Strahlprofil im Bereich der betrachteten Propagation einigermaßen konstant ist³. Das ist insbesondere bei TEM-Eigenmoden erfüllt, wobei die wichtigsten der Fundamentalmode TEM₀₀ und der TEM_{01*}-Ringmode sind. Die Koordinaten von Punkten auf einem ausgewählten Strahl des Strahlenbündels erfüllen

$$\mathbf{P}(z) = \mathbf{P}_0^{(ZS)} + z \cdot \hat{\mathbf{s}}^{(ZS)} + k \cdot w(z) \cdot \hat{\mathbf{n}}^{(ZS)} \quad \text{mit} \quad (4.12)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{(z - z_T)^2}{z_R^2}} \quad (4.13)$$

in Abhängigkeit von der Koordinate z entlang des Zentralstrahls. Hierbei ist $\mathbf{P}_0^{(ZS)}$ ein Aufpunkt auf den Zentralstrahl des Bündels, $\hat{\mathbf{s}}^{(ZS)}$ der Richtungsvektor des Zentralstrahls und $\hat{\mathbf{n}}^{(ZS)}$ eine darauf senkrecht stehende Richtung. Beide Richtungsvektoren sind auf die Länge Eins normiert. Die Funktion $w(z)$ beschreibt die Entwicklung des Strahlradius für die Koordinate z (auf dem Zentralstrahl) in Abhängigkeit vom Abstand zur Taillenkoordinate z_T und der Rayleighlänge z_R . Durch den Faktor k wird eine ganze Schar von gebogenen Strahlen adressiert. Sein Zahlenwert bezeichnet den Abstand des betrachteten Punktes vom Zentralstrahl als Vielfaches des lokalen Strahlradius $w(z)$. Der lokale Richtungsvektor eines Teilstrahls im Strahlenbündel ist dann einfach gegeben durch

$$\mathbf{s}(z) = \frac{d\mathbf{P}(z)}{dz}. \quad (4.14)$$

Mit diesen Gleichungen ist das Verhalten der Strahlenbündel bezüglich ihrer Ausbreitungsrichtung hinreichend definiert. Zusätzlich muss dem einfallenden Strahlenbündel natürlich auch noch die räumliche Verteilung der Leistung bzw. Leistungsdichte zugeordnet werden. In Anhang A.5 befindet sich eine Zusammenstellung der expliziten Formeln der im Rechenprogramm verwendbaren Verteilungen.

4.1.4 Rechenalgorithmus

In diesem Kapitel wird der Raytracing-Rechenalgorithmus beschrieben, der für die Berechnungen der absorbierten Intensität selbst entwickelt und in der objektorientierten und plattformunabhängigen Programmiersprache JAVA implementiert worden ist. Zum Verständnis des Kapitels werden teilweise Konzepte vorausgesetzt, die in einer Grundvorlesung der theoretischen Informatik behandelt werden.

Wichtig für ein effizientes Programm sind geeignete Datenstrukturen und Algorithmen. Die interne Darstellung der bestrahlten Oberfläche wurde durch eine Menge von (zahlreichen) Dreiecken realisiert. Je größer die Anzahl der verwendeten Dreiecke ist, desto

³Das ist für Strahlprofile mit Top-Hat-artiger Intensitätsverteilung im Allgemeinen nicht erfüllt.

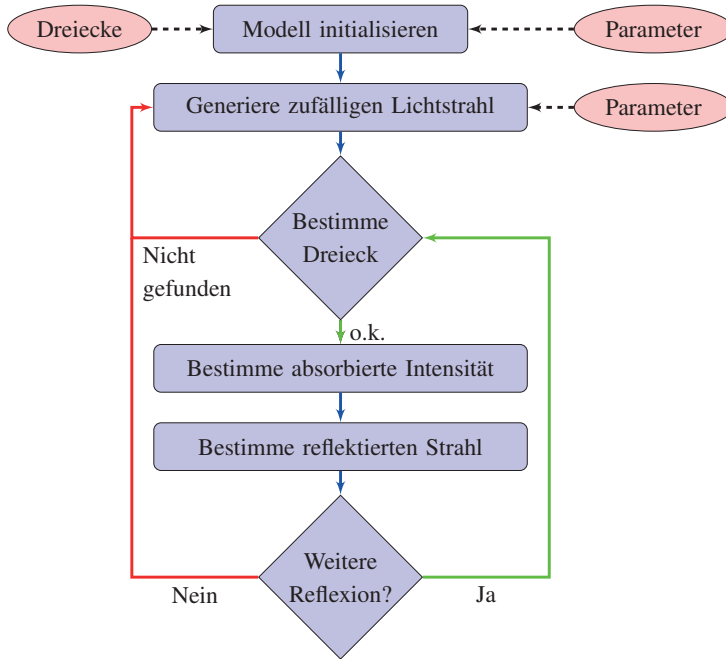


Bild 4.1: Ablauf der Programmschritte beim Raytracing.

genauer können gekrümmte Oberflächenkonturen nachgebildet werden. Die Vorgehensweise für die Rechnungen ist in Bild 4.1 zusammengefasst.

Zu Beginn steht die Initialisierung der Modelloberfläche, bei der eine Datenstruktur für die Dreiecke aufgebaut wird. Als Quelle der Dreiecksgeometriedaten wurde eine ASCII-Textdatei herangezogen. Das Hinzufügen eines jeden Dreiecks zur Datenstruktur geht mit der Zuordnung eines individuellen komplexen Brechungsindex einher, der für die Berechnung der absorbierten Leistung benötigt wird.

Nach der Initialisierung folgt der eigentliche Rechenalgorithmus in Form einer Schleife, deren Abbruchbedingung durch eine definierte Anzahl von Schleifenwiederholungen gegeben ist. Der erste Schritt in der Schleife ist die Erzeugung eines Objektes der Klasse „Lichtstrahl“ aus dem primär einfallenden Strahlenbündel. Um unendliche Schleifen zu vermeiden, wird die Zahl an Reflexionen begrenzt.

Die erzeugten Strahlen werden aus der Menge der Strahlen des einfallenden Strahlen-

bündels zufällig ausgewählt; es handelt sich daher um einen Monte-Carlo-Algorithmus. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein zufällig erzeugter Strahl genau eine Dreiecks-kante trifft, ist im dreidimensionalen Raum \mathbb{R}^3 Null. Weil die Anzahl der signifikanten Stellen einer Zahl im Computer endlich ist, kann dieser Fall hingegen bei der Implementierung auf einem Computer prinzipiell eintreten. Aus diesem Grund wurden für die Koordinaten Variablen mit doppelter Genauigkeit⁴ verwendet, sodass diese Ereignisse bei zufälliger Erzeugung der Strahlen zumindest sehr unwahrscheinlich sind. Auf eine Betrachtung derartiger Sonderfälle wurde daher verzichtet.

Der benötigte Rechnerspeicher wächst linear mit der Anzahl der Dreiecke N_D und ist in der Praxis unkritisch. Die resultierende Rechenzeit ist dagegen vom Rechenalgorithmus abhängig. Für die Auswertung der Formeln zur Bestimmung der absorbierten Intensität und des reflektierten Strahls werden je Auftreffereignis lediglich $O(1)$ Additionen und Multiplikationen benötigt⁵. Die hierbei insgesamt aufgewendete Rechenzeit wächst somit für eine vollständige Raytracing-Rechnung linear mit N_D , ist also $O(N_D)$. Kritischer stellt sich hingegen die Suche nach dem vom Lichtstrahl getroffenen Dreieck dar. Der einfachste Algorithmus besteht darin, alle Dreiecke auf einen möglichen Schnittpunkt mit dem Lichtstrahl zu prüfen. Je nach Modellgeometrie und Strahlrichtung resultieren mehrere Kandidaten, wobei das gesuchte Dreieck dasjenige ist, welches zuerst getroffen wird. Weil alle Dreiecke geprüft werden, benötigt die Suche daher für jeden Strahl $O(N_D)$ Rechenoperationen. Für eine vollständige Rechnung mit beispielsweise $O(N_D)$ Eingangsstrahlen sind daher $O(N_D^2)$ Rechenoperationen notwendig.

Durch Verwendung einer geeigneten Datenstruktur kann der Aufwand für die Suche des getroffenen Dreiecks signifikant reduziert werden [43]. In dem hier selbst implementierten Algorithmus wird ein *binärer Baum* als Datenstruktur für die Suche nach den vom Lichtstrahl getroffenen Dreiecken verwendet. Dazu wird bei der Initialisierung des Modells zunächst ein Objekt einer Klasse „Quader“ generiert, welches die Eigenschaft besitzt Objekte der Klasse „Quader“ oder der Klasse „Dreieck“ in Form einer verketteten Liste von Objektreferenzen enthalten zu können. Dieser Quader ist der „Vater-Quader“ aller weiteren Quader im Suchbaum und stellt die Wurzel des Suchbaums dar. Der Wurzel-Quader beinhaltet geometrisch die gesamte Oberfläche der Modellkapillare. Im nächsten Schritt werden zwei neue Objekte der Klasse „Quader“ erzeugt und dem Vater-Quader als „Kind-Quader“ zugeordnet. Die Dimension und Lokalisation der Kind-Quader ergibt sich geometrisch durch Teilen des Vater-Quaders in der Mitte seiner

⁴In doppelter Genauigkeit wird eine Zahl durch 8 Byte dargestellt, wobei 11 Bit für den Exponenten und 52 Bit für die Mantisse vorgesehen sind, siehe auch IEEE 754.

⁵Eine Funktion ist $O(g)$, wenn sie nicht wesentlich schneller wächst als die Funktion g . Das Konzept ist in der theoretischen Informatik unter dem Begriff „Landau-Symbole“ weit verbreitet.

längsten Ausdehnung in zwei gleich große, aneinandergrenzende Teile. Diese Unterteilung wird ausgehend von den Kind-Quadern rekursiv bis zu einer vorgegebenen maximalen Schachteltiefe T fortgesetzt. Die Kind-Quader werden dabei wiederum selbst zu Vater-Quadern. Die kleinsten Quader in der Schachteltiefe T , die nicht mehr weiter unterteilt werden, stellen die Blatt-Quader des binären Baums dar. Die Anzahl der Blätter des Baumes beträgt 2^T , die Gesamtzahl der Quader bzw. Knoten des Baumes ist

$$N_Q = \sum_{i=0}^T 2^i = 2^{T+1} - 1. \quad (4.15)$$

Jeder Blatt-Quader beinhaltet eine verkettete Liste mit Referenzen auf die Objekte der Klasse „Dreieck“, die geometrisch mindestens teilweise in ihm enthalten sind. Bei der Suche nach dem vom Lichtstrahl getroffenen Dreieck wird ausgehend vom Wurzelknoten zunächst rekursiv nach den vom Lichtstrahl getroffenen Blatt-Quadern gesucht. Diese *binäre Suche* benötigt lediglich $O(T)$ Rechenoperationen, weil die Kind-Quader von Quadern, die nicht getroffen werden, nicht weiter betrachtet zu werden brauchen. Anschließend müssen nur noch diejenigen Dreiecke auf einen möglichen Schnittpunkt mit dem Lichtstrahl untersucht werden, welche innerhalb der getroffenen Blatt-Quader liegen.

Weil die Prüfung der Dreiecke auf einen möglichen Schnittpunkt mit dem Lichtstrahl den größten Rechenaufwand bedeutet, ist die optimale Baumtiefe T^{opt} diejenige, bei der die verketteten Listen der Blatt-Quader nur maximal ein Element enthalten. In diesem Fall ist die Anzahl der geprüften Dreiecke minimal. In der Praxis ist die optimale Baumtiefe etwas geringer, weil auch die rekursive Suche im Baum einen gewissen Rechenaufwand bedeutet. Die optimale Baumtiefe kann durch

$$T^{\text{opt}} \approx \lfloor \log_2 N_D \rfloor \quad \text{mit} \quad N_D = \text{Anzahl der Dreiecke} \quad (4.16)$$

abgeschätzt werden, weil es dann in etwa so viele Blatt-Knoten wie Dreiecke gibt. Wenn die geometrische Größe der Blatt-Quader kleiner als die der Dreiecke wird, was bei zu großer Baumtiefe vorkommt, nimmt die Rechenzeit wieder zu. In Bild 4.2 ist exemplarisch die relative Rechenzeit für eine Reflexionsberechnung an einer aus etwa 80.000 Dreiecken bestehenden Struktur in Abhängigkeit von der Suchbaumtiefe T dargestellt. Die Rechenzeit ist so lange proportional zu $1/2^T$, wie der durch die binäre Suche zusätzliche Rechenaufwand gegenüber der Einsparung vernachlässigbar ist. Anhand der dargestellten Rechenzeiten kann man erkennen, dass die optimale Suchbaumtiefe hier bei zwölf liegt, wobei die benötigte Rechenzeit durch die Verwendung des hier diskutierten Algorithmus in etwa um den Faktor 3000 verkleinert wird. Für größere Dreiecksanzahlen N_D wird der Vorteil noch wesentlich größer.

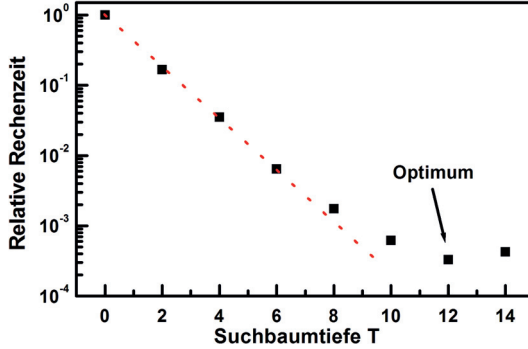


Bild 4.2: Relative Rechenzeit zur Bestimmung des durch einen Lichtstrahl getroffenen Dreiecks aus einer Gesamtheit von etwa 80.000 Dreiecken in Abhängigkeit von der Suchbaumtiefe.

Um zu entscheiden, ob ein Lichtstrahl ein Dreieck trifft, werden zunächst - falls vorhanden - alle Schnittpunkte des Strahls mit der Ebene, in der das Dreieck liegt, berechnet. Für die gebogenen Strahlen nach Gleichung (4.12) sind mit einer Ebene bis zu zwei Schnittpunkte möglich, für gerade Strahlen natürlich nur höchstens einer.

Alle resultierenden Schnittpunkte mit der Ebene, in der das Dreieck liegt, werden anschließend daraufhin untersucht, ob sie innerhalb des Dreiecks liegen.

Die Berechnung der Schnittpunkte ist elementar. Dazu wird Gleichung (4.12) mit einer Ebenengleichung, welche die Ebene beschreibt, in der das Dreieck liegt, gleichgesetzt

$$\mathbf{P}_0^{(ZS)} + \tilde{z} \cdot \hat{\mathbf{s}}^{(ZS)} + k \cdot w(\tilde{z}) \cdot \hat{\mathbf{n}}^{(ZS)} = \mathbf{P}_0^{(E)} + t_1 \cdot \mathbf{v}_1^{(E)} + t_2 \cdot \mathbf{v}_2^{(E)}, \quad (4.17)$$

wobei $\mathbf{P}_0^{(E)}$ einen Punkt auf der Ebene und $\mathbf{v}_1^{(E)}$ sowie $\mathbf{v}_2^{(E)}$ linear unabhängige Richtungen in der Ebene darstellen. Multipliziert man diese Gleichung von links mit einem Normalenvektor $\hat{\mathbf{n}}^{(E)}$ der Ebene und setzt $w(\tilde{z})$ nach Gleichung (4.13) ein, so resultiert im Schnittpunkt als Bedingung für \tilde{z}

$$\underbrace{\hat{\mathbf{n}}^{(E)} \cdot \hat{\mathbf{s}}^{(ZS)}}_{h1} \cdot \tilde{z} + \underbrace{k \cdot w_0 \cdot \hat{\mathbf{n}}^{(E)} \cdot \hat{\mathbf{n}}^{(ZS)}}_{h2} \sqrt{1 + \frac{(\tilde{z} - z_T)^2}{z_R^2}} = \underbrace{\hat{\mathbf{n}}^{(E)} \cdot (\mathbf{P}_0^{(E)} - \mathbf{P}_0^{(ZS)})}_{h3}, \quad (4.18)$$

mit den reellen Lösungen

$$\tilde{z}_{1,2} = -\frac{h_1 h_3 z_R^2 - h_2^2 z_T}{h_2^2 - h_1^2 z_R^2} \pm \sqrt{\frac{(h_1 h_3 z_R^2 - h_2^2 z_T)^2}{(h_2^2 - h_1^2 z_R^2)^2} + \frac{h_3^2 z_R^2 - h_2^2 z_R^2 - h_2^2 z_T^2}{h_2^2 - h_1^2 z_R^2}}. \quad (4.19)$$

Für den Spezialfall des geraden Strahls verschwindet h_2 wegen $k = 0$ und es ergibt sich, sofern definiert, $\tilde{z} = h_3/h_1$.

Nachdem alle Dreiecke identifiziert worden sind, welche vom Lichtstrahl geschnitten werden könnten, wird das im Verlauf der Strahlpropagation nächstgelegene Dreieck als „getroffen“ betrachtet. Als dann wird diesem Dreieck die absorbierte Leistung gemäß (4.11) hinzugefügt. Sofern für den Lichtstrahl die Maximalanzahl an Reflexionen noch nicht erreicht wurde, wird ein neuer, in jedem Fall geradliniger Lichtstrahl generiert und die Suche nach dem getroffenen Dreieck erneut gestartet. Gibt es kein getroffenes Dreieck oder ist die Maximalanzahl an Reflexionen erreicht, startet die Schleife erneut mit der Erzeugung eines neuen primären Strahls.

Sobald die Abbruchbedingung der Schleife erreicht wurde, wird für alle Dreiecke die absorbierte Intensität berechnet. Dazu wird die für jedes Dreieck jeweils summierte absorbierte Leistung durch die jeweilige Dreiecksfläche geteilt. Das Endergebnis wird zur weiteren Analyse in eine Textdatei exportiert.

Je größer die Anzahl der berechneten Strahlen ist, desto genauer ist das Ergebnis der Monte-Carlo-Rechnung. Wegen der statistischen Berechnung der absorbierten Intensität sollte jedes Dreieck von möglichst vielen Strahlen getroffen werden. Die Anzahl an berechneten primär erzeugten Strahlen sollte erfahrungsgemäß das Zehnfache der Anzahl N_D der Dreiecke nicht unterschreiten.

4.2 Vergleich mit numerischer Maxwell-Lösung

In diesem Kapitel wird der Vergleich zwischen Raytracing-Ergebnissen mit den Resultaten aus numerisch „exakten“ Maxwell-Rechnungen angestellt. Dazu werden verschiedene „einfache“ Modellkapillarformen betrachtet.

Wie bereits ausgeführt, stellt das Raytracing-Verfahren im Vergleich zur numerischen Lösung der Maxwellgleichungen bei größeren Modellvolumen deutlich geringere Anforderungen an die Rechnerspeichergröße bei drastisch reduzierter Rechenzeit. Wenn Beugungseffekte bei Modellrechnungen einen sehr wesentlichen Einfluss auf die Strahlausbreitung besitzen, kann man normalerweise keine brauchbaren Raytracingresultate erwarten. Das trifft insbesondere auf kleine Kapillaren mit Dimensionen in der Größenordnung der Lichtwellenlänge und Strukturen mit großem Aspektverhältnis zu. Beispielsweise kann man die Eintrittsöffnung einer Kapillare, welche mit Laserstrahlung

beaufschlagt wird, als beugende Apertur auffassen. Die Fresnelzahl aus der Beugungstheorie ist eine Kennzahl für den Einfluss von Beugungseffekten an einer Apertur. Diese ist definiert als

$$F = \frac{a^2}{L \cdot \lambda}, \quad (4.20)$$

und bezieht sich auf die Situation einer einfallenden ebenen Welle mit Wellenlänge λ , die an einer Apertur mit Radius a abgeschnitten wird, gefolgt von einer Freistahlpropagation bis zu einem Schirm im Abstand L . Für $F \gg 1$ kann zur Berechnung der auf den Schirm auftreffenden Intensität geometrische Optik angewendet werden, bei $F \ll 1$ ist Fraunhofer-Beugung ausreichend genau. Der komplizierteste Fall ist der Übergangsbereich $F \simeq 1$, der auch als *Fresnel-Beugung* bezeichnet wird und in den meisten Fällen von Laserbearbeitungsprozessen vorliegt, bei denen Kapillaren erzeugt werden. Im häufigen Fall, dass die Intensität des auf die Kapillare einfallenden Lichtfeldes am Ort des Aperturrandes geringer ist als im Zentrum, ist der Einfluss des gebeugten Lichtfeldes geringer. Dadurch wird der Gültigkeitsbereich der geometrischen Optik etwas größer.

Die Idee, alle Beugungserscheinungen auf die den Aperturrand treffenden Strahlen zurückzuführen, ist in der fast vergessenen *geometrischen Beugungstheorie* ziemlich erfolgreich [44]. Dieses Konzept wird hier nicht weiter beschrieben, stellt jedoch hinsichtlich des Gültigkeitsbereichs des Raytracing-Programms eine viel versprechende zukünftige Erweiterung dar.

4.2.1 Rechenparameter für den Vergleich

Für den Vergleich der Raytracing-Resultate mit physikalischer Optik wurde für die Raytracing-Rechnungen das selbstimplementierte Programm und für die physikalische Optik durch numerische Lösung der Maxwellgleichungen das *RF-Modul* aus dem kommerziellen Programmpaket *COMSOL Multiphysics*⁶ in der Version 3.5a eingesetzt. Details zu einer möglichen Vorgehensweise für die Berechnung der absorbierten Leistung finden sich in [45]. Für die Kapillarwände wurde der komplexe Brechungsindex $2.59 + i4.87$ verwendet⁷, siehe dazu auch Bild 2.11. Als Lichtwellenlänge wurde 1030nm verwendet, die Diskretisierungsschrittweite zu $\lambda/10$ gewählt, was einen gerade noch tolerierbaren Wert darstellt. Für ausgewählte Rechnungen wurden die Ergebnisse durch erneute Rechnungen mit einer feineren Schrittweite von $\lambda/20$ validiert.

⁶COMSOL Multiphysics GmbH

⁷In COMSOL ist der Imaginärteil bei absorbierenden Wänden negativ einzusetzen.

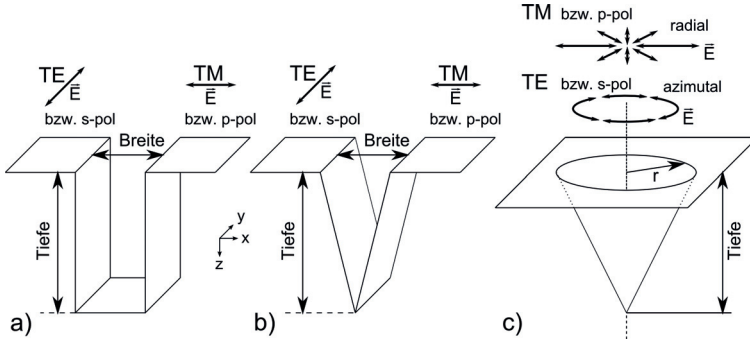


Bild 4.3: 2D-Kapillarformen für den Vergleich zwischen Raytracing und physikalischer Optik.

Die meisten Rechnungen wurden für zweidimensionale Modelle mit einer einfallenden ebenen Welle durchgeführt. Die verschiedenen Kapillarformen sind in Bild 4.3 skizziert. Die Modelle mit kartesischem Koordinatensystem entsprechen dabei unendlich langen Nuten mit a) rechteckigem bzw. b) dreieckigem Querschnitt. Je nachdem ob der elektrische Feldstärkevektor in der Papierebene (x/z -Ebene) oder senkrecht dazu (y/z -Ebene) oszilliert, wird hier von transversal magnetischer (TM) respektive elektrischer (TE) Polarisation gesprochen. Für die elektrische Feldstärkeamplitude der entlang der z -Richtung im Vakuum einfallenden Welle wurde $\vec{E} = \mu_0 \cdot c \cdot \vec{H} = 10^5 \text{ V/m}$ gewählt. Das entspricht nach (2.45) einer Intensität in der x/y -Ebene von etwa $1,327 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$. Bei den zweidimensionalen kartesischen Modellen liegt entlang der x -Achse eine Streckenintensität von $13,27 \text{ W}/\mu\text{m}$ vor. Weil im Folgenden der Quotient zwischen absorbierter Intensität und der Maximalintensität des einfallenden Strahlungsfeldes betrachtet wird, also die relative Intensität

$$I_{\text{rel, abs}} = \frac{I_{\text{abs}}}{I_{\text{max}}}, \quad (4.21)$$

sind die absoluten Zahlenwerte für den Vergleich nicht wichtig. Wenn absolute Zahlenwerte für die absorbierte Intensität benötigt werden, müssen die Ergebnisse daher noch mit I_{max} multipliziert werden. Aus der Integration der absorbierten Intensität über eine Kapillarwand ergibt sich die gesamte dort absorbierte Leistung.

Als Vergleichskriterium zwischen beiden Rechenmethoden wird auch der Quotient aus der insgesamt von der Kapillare absorbierten Leistung P_{abs} und der insgesamt in die Kapillare einfallende Leistung P_{ein} verwendet, also

$$P_{\text{rel, abs}} = \frac{P_{\text{abs}}}{P_{\text{ein}}}. \quad (4.22)$$

Diese Größe wird manchmal auch als „Einkoppelgrad“ bezeichnet.

4.2.2 Rechteckkapillare (2D)

Zum Vergleich der Rechenmethoden wurden zweidimensionale Rechteckkapillaren nach Bild 4.3a mit einer Breite von $10\mu\text{m}$, aber unterschiedlichen Tiefen von $1\mu\text{m}$ bis $300\mu\text{m}$ untersucht. Obwohl das einfallende Feld keine Strahldivergenz aufweist, müssen wegen der Beugung an der Eintrittsapertur beide Polarisationsrichtungen einzeln diskutiert werden. Das einfallende Feld breitet sich entlang der z -Richtung aus, das gebeugte Feld propagiert in der x/z -Ebene.

TE-Polarisation Die Ergebnisse der relativen absorbierten Leistung im Fall transversal elektrischer Polarisation sind in Bild 4.4 zusammengefasst. Bezüglich der Einfallsebene, welche in Bild 4.3a parallel zur Papierebene ist, handelt es sich hinsichtlich des elektrischen Feldstärkevektors um den senkrechten Polarisationszustand. Beim Raytracing resultiert unabhängig von der Kapillartiefe immer die gleiche relative absorbierte Leistung, welche mit der Fresnelabsorption für senkrechten Einfall (2.77) identisch ist, hier 28,3%. In diesem Fall sind TE und TM ununterscheidbar und die gesamte Leistung wird im Kapillargrund absorbiert, die Wände absorbieren nichts. Sämtliche in die Kapillare einfallenden Strahlen breiten sich geradlinig aus, bevor sie senkrecht auf dem Kapillargrund auftreffen. Es kommt zu keinerlei Wechselwirkung mit den Wänden und auch nicht zu Mehrfachreflexionen. Dagegen zeigt die mit physikalischer Optik berechnete relative absorbierte Leistung eine deutliche Abhängigkeit von der Kapillartiefe. Hier ist es interessant, zwischen der im Kapillargrund und der an den Kapillarwänden absorbier-

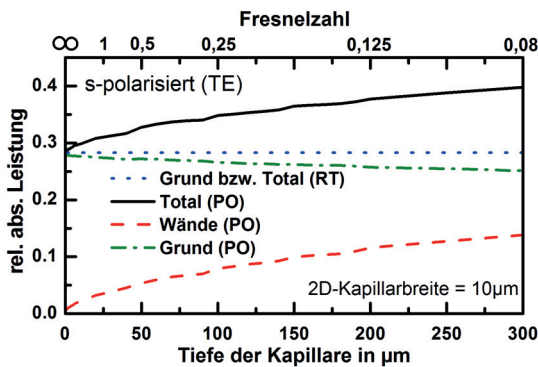


Bild 4.4: Vergleich der absorbierten Leistung für rechteckige 2D-Kapillaren für eine einfallende senkrecht polarisierte ebene Welle.

ten relativen Leistung zu unterscheiden. Für sehr kleine Kapillartiefen bis etwa $10\mu\text{m}$ ergibt sich die gleiche Absorption wie beim Raytracing. Mit weiter zunehmender Kapillartiefe nimmt die vom Kapillargrund absorbierte Leistung langsam ab. Die in den Wänden absorbierte Leistung nimmt dagegen mit zunehmender Tiefe deutlich zu. Weil durch Beugung an der Eintrittsapertur gekrümmte Wellenfronten resultieren, die im Allgemeinen nicht mehr parallel zur z-Richtung propagieren, trifft ein Teil der Strahlung auf die Kapillarwände und wird dort entsprechend auch anteilig absorbiert und reflektiert. Insgesamt steigt die relative Absorption $P_{\text{rel,abs}}$ von 28,3% bei einer „Kapillartiefe“ von „Null“, also einer Ebene, bis auf 39,8% bei einer Kapillartiefe von $300\mu\text{m}$ an. Diese Zunahme von 11,5 Prozentpunkten entspricht einem Anstieg der Absorption um etwa 41%. Der mit Raytracing erhaltene, von der Kapillartiefe unabhängige Einkoppelgrad von 28,3% wird hin zu größeren Kapillartiefen zunehmend ungenau. In Bild 4.5 (links) ist die aus physikalischer Optik resultierende, relative elektrische Feldstärke für den transversal elektrischen Fall innerhalb von Rechteck-Kapillaren mit unterschiedlicher Kapillartiefe dargestellt. Die Beugung an der Eintrittsapertur ist insbesondere für die Kapillartiefen von $10\mu\text{m}$ und $50\mu\text{m}$ klar erkennbar. In der unteren Hälfte der $50\mu\text{m}$ tiefen Kapillare kommt es deswegen um die Kapillarmitte herum zu einer Feldstärke, die größer ist als der dreifache Wert der einfallenden Feldstärke. Am Grund dieser Kapillare ist die absorbierte Intensität im Vergleich zum Raytracing-Wert mehr als doppelt so groß. An den Rändern des Kapillargrundes wird dagegen fast überhaupt keine Intensität absorbiert. Aus der Beugung am Apertureintritt sowie der anschließenden Reflexionen

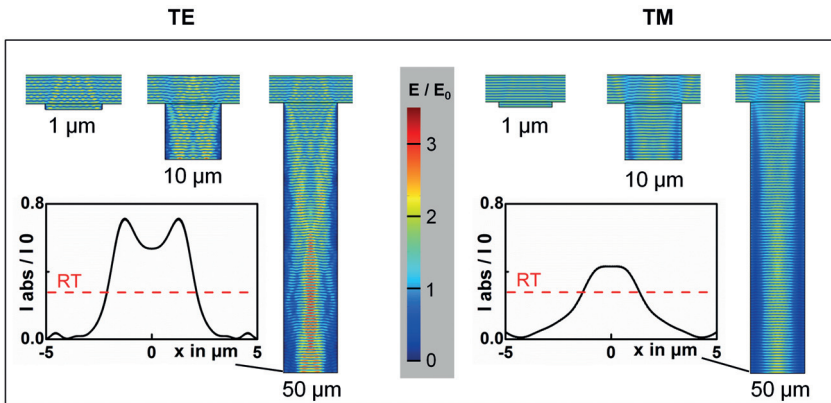


Bild 4.5: Betrag der elektrischen Feldstärke in rechteckigen 2D-Kapillaren sowie Vergleich der mit Maxwelloptik und Raytracing (RT) berechneten relativen absorbierten Intensitäten im Kapillargrund.

an den Kapillarwänden kommt es zu einer Lokalisierung des Feldes im Kapillarzentrum. Daraus kann gefolgert werden, dass der Tiefenfortschritt bei einer Laserbearbeitung im Kapillarzentrum am größten ist. Das ist konsistent mit der experimentellen Beobachtung, dass mit Laserstrahlung erzeugte Kapillaren oder auch Gräben ab einem gewissen Aspektverhältnis stark zur Verjüngung und Ausbildung einer Spitze in der Mitte neigen.

TM-Polarisation Die Ergebnisse für transversal magnetische Polarisation sind in Bild 4.6 zusammengefasst. Bezüglich der Einfallsebene, welche parallel zur Papierebene ist, handelt es sich hinsichtlich des elektrischen Feldstärkevektors um den parallelen Polarisationszustand. Im Vergleich zur TE-Polarisation sind hier mit zunehmender Kapillartiefe der Anstieg der Gesamtabsorption, der Anstieg der Wandabsorption sowie die Abnahme der am Kapillargrund absorbierten Leistung deutlich ausgeprägter. Abgesehen von sehr geringen Kapillartiefen ist das Raytracing-Ergebnis bei dieser Kapillarform und den verwendeten Rechenparametern praktisch unbrauchbar. Die Hauptursache dafür ist vermutlich der bei paralleler Polarisation vorhandene, steile Verlauf der Absorptivität bei Winkeln nahe 90° . Wie aus (2.98) ersichtlich, unterscheiden sich die Absorptivitäten zwischen senkrechter und paralleler Polarisation nahe streifendem Einfall deutlich. Die Absorption der an der Eingangsapertur gebeugten Strahlen, welche die Kapillarwand fast streifend treffen, ist im Fall der TM-Polarisation viel größer.

Auch im TM-Fall kommt es zu einer Überhöhung der Feldstärke im Kapillarzentrum, siehe Bild 4.5 (rechts). Diese Feldstärke erreicht im TM-Fall in etwa den doppelten Wert der einfallenden Feldstärke, ist also nicht so deutlich überhöht wie im TE-Fall.

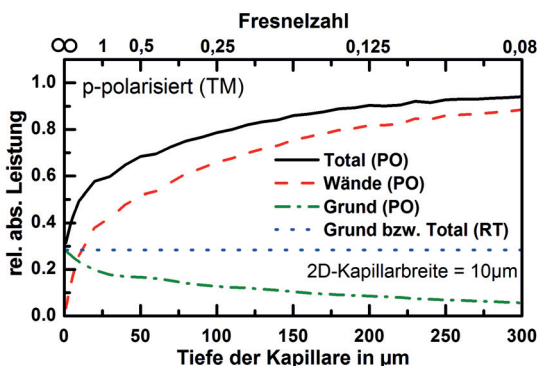


Bild 4.6: Vergleich der absorbierten Leistung für rechteckige 2D-Kapillaren für eine einfallende parallel polarisierte ebene Welle.

Die Überhöhung der Feldstärke ist hier weniger stark ausgeprägt, weil durch die höhere Absorptivität der Wände bei nahezu streifendem Einfallswinkel weniger Leistung reflektiert wird, die durch konstruktive Interferenz zur Überhöhung der Feldstärke im Kapillarzentrum beitragen kann. Auch am Grund der $50\mu\text{m}$ tiefen Kapillare ist die absorbierte Intensität im Kapillarzentrum am größten, wobei im TM-Fall weniger Intensität absorbiert wird als im TE-Fall. Bei einem gepulsten Laserbearbeitungsprozess kann daher wiederum mit einer Kapillarverjüngung und Spitzenbildung im Kapillarzentrum gerechnet werden.

4.2.3 Dreieckskapillare (2D)

Wie aus den Rechnungen (und auch aus Experimenten, hier nicht gezeigt) ersichtlich, neigen Kapillaren mit zunehmender Tiefe bzw. Aspektverhältnis zur Verjüngung und Spitzenbildung. Eine einfache verjüngende und spitze Kapillarform stellt die Dreieckskapillare dar. Alle im Folgenden untersuchten, zweidimensionalen Dreieckskapillaren nach Bild 4.3b besitzen eine Eintrittsbreite von $10\mu\text{m}$. Die Tiefen wurden wie bei der Rechteckkapillare zwischen $1\mu\text{m}$ bis $300\mu\text{m}$ variiert. Im Gegensatz zur Rechteckkapillare ist für die Dreieckskapillare die Definition einer Fresnelzahl wegen der schrägen Kapillarwände nicht zwanglos möglich und wird daher hier auch nicht durchgeführt. In Bild 4.7 ist die berechnete relative absorbierte Leistung für Dreieckskapillaren unterschiedlicher Tiefe dargestellt. Es zeigt sich für die betrachteten Kapillaren, dass die

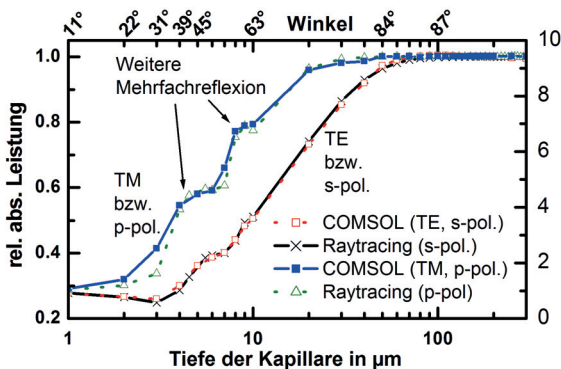


Bild 4.7: Absorbierter Anteil der in 2D-Dreieckskapillaren einfallenden Leistung einer ebenen Welle. Verglichen ist das Raytracing-Ergebnis mit der numerischen Lösung der Maxwellgleichungen. Die Breite der Dreiecksnut beträgt am Eintritt $10\mu\text{m}$.

mittels Raytracing berechneten Gesamtabsorptionen bei beiden Polarisationsrichtungen zufriedenstellend mit den Ergebnissen übereinstimmen, die aus der numerischen Lösung der Maxwellgleichungen resultieren. Weil wellenoptische Effekte mit weiter zunehmender Kapillargröße noch weiter abnehmen, kann man von einer Übertragbarkeit der Raytracingresultate auf größere Kapillaren mit gleichem Aspektverhältnis ausgehen.

Im Vergleich zur Rechteckkapillare steigt die Absorption mit zunehmender Kapillartiefe deutlich schneller an und liegt für beide Polarisationsrichtungen bereits ab einer Kapillartiefe von etwa $50\mu\text{m}$, was einem Aspektverhältnis von 5 entspricht, nahe 100%. Bei sehr geringen Kapillartiefen bzw. Aspektverhältnissen nimmt die Absorption der Dreieckskapillare für senkrecht polarisierte Strahlung (TE) zunächst leicht ab. Das kann im strahlenoptischen Bild zwanglos erklärt werden. Der geometrische Einfallswinkel des Strahls auf der Kapillarwand nimmt mit zunehmender Kapillartiefe gemäß

$$\vartheta = \arctan\left(\frac{2 \cdot \text{Tiefe}}{\text{Breite}}\right) \quad (4.23)$$

zu. Wie aus der Fresnelabsorptivität (Bild 4.8) ersichtlich ist, nimmt die Absorptivität bei senkrechter Polarisation mit zunehmendem Einfallswinkel streng monoton ab. Der ab einer Kapillartiefe von etwa $4\mu\text{m}$ (Aspektverhältnis 0,4) beginnende, deutliche Anstieg der Kapillarabsorption ist Mehrfachreflexionen geschuldet. Für parallel polarisierte (TM) Strahlung gibt es die bei geringen Tiefen bzw. Aspektverhältnissen berechnete Abnahme der absorbierten Leistung nicht, weil hier die Fresnelabsorptivität für kleine Winkel zunächst ansteigt. Die vorkommenden Mehrfachreflexionen haben für diese Polarisationsrichtung einen noch deutlicheren Effekt und sind als stufenartige Anstiege zu beobachten. Weil die Absorptivität bei paralleler Polarisation für große Winkel

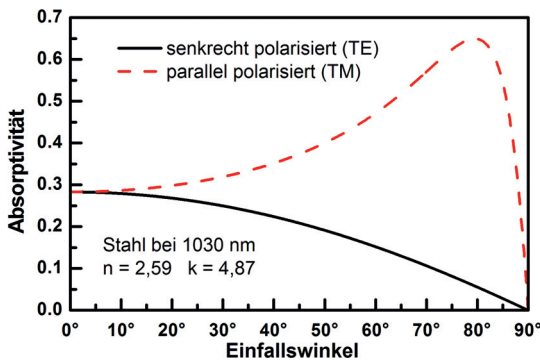


Bild 4.8: Verwendete Fresnelabsorptivität für die Raytracing-Rechnungen.

viel größer ist als für senkrechte Polarisation, steigt auch die Absorption der Kapillaren noch schneller an. Bereits ab einem Aspektverhältnis von 2 wird nahezu die gesamte Strahlung in der Dreieckskapillare absorbiert.

Bild 4.9 zeigt die mit COMSOL berechneten elektrischen Feldstärken innerhalb der Bohrkapillaren, welche sich für beide Polarisationsrichtungen signifikant unterscheiden. Die dargestellte Feldstärke ist hierbei wiederum relativ zur einfallenden Feldstärkeamplitude der ebenen Welle zu verstehen. Offenbar entstehen vor allem innerhalb der Kanäle lokal hohe Feldstärken, welche auf der Symmetrieachse am höchsten sind. Diese sind den an den Wänden reflektierten Wellen geschuldet, welche sich überschneiden und interferieren. Besonders die höhere Reflektivität TE-polarisierter Wellen führt deswegen auch zu höheren Werten. Eine weitere Beobachtung ist die unterschiedliche Verteilung innerhalb tieferer Kanäle. Im Fall des $50\mu\text{m}$ tiefen Kanals sind bei der TE-Polarisation die höchsten Feldstärken sehr nahe der Kapillarspitze zu beobachten, wohingegen die TM-polarisierte Strahlung gar nicht so tief in den Kanal vorzudringen scheint.

In Bild 4.10 sind die mittels Raytracing und Maxwell-Optik berechneten Verteilungen der absorbierten Intensitäten für verschiedene Aspektverhältnisse bei einer Kapillareintrittsbreite von $10\mu\text{m}$ verglichen. Im räumlichen Mittel zeigt sich eine befriedigende Übereinstimmung für beide Polarisationsrichtungen für die Aspektverhältnisse 0, 1 und 1. Die bei der physikalischen Optik auftretenden Oszillationen der absorbierten Inten-

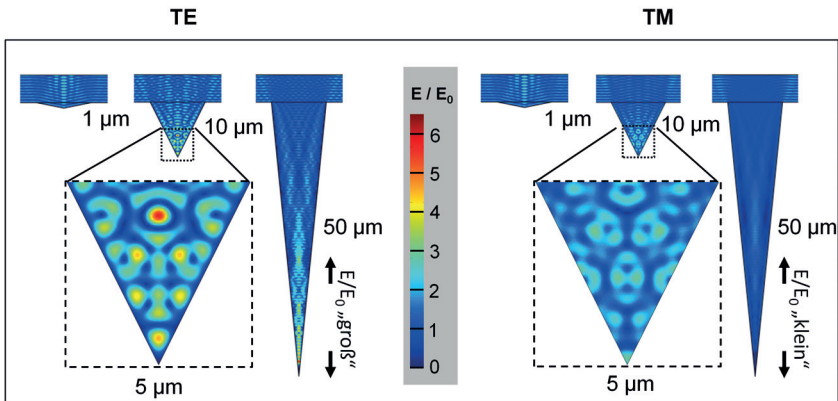


Bild 4.9: Betrag des elektrischen Feldstärkevektors in dreieckigen 2D-Kapillaren, welcher für TE-Wellen größere Maximalwerte zeigt. Im TE-Fall propagiert wegen der höheren Reflektivität der Wände bei großen Einfallswinkeln (Polarisation senkrecht zur Einfallsebene) mehr Energie in den unteren Bereich der Kapillare.

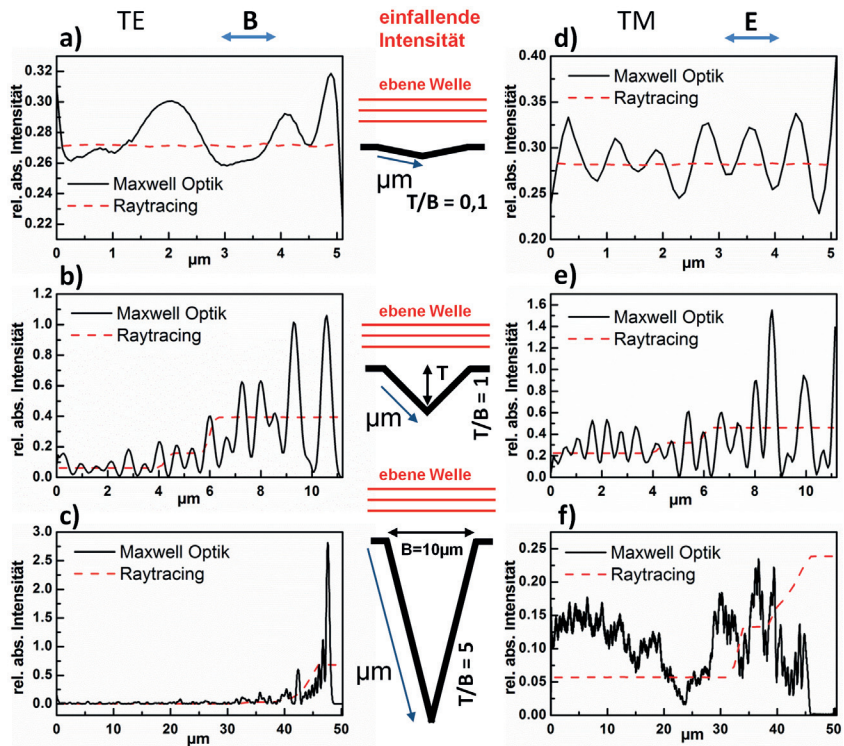


Bild 4.10: Vergleich der mittels Maxwell-Optik berechneten absorbierten Intensitäten an den Wänden von 2D-Kapillaren (Eintrittsbreite $10\mu\text{m}$; Tiefen $1\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ und $50\mu\text{m}$) mit den entsprechenden Ergebnissen aus Raytracing-Rechnungen.

sität entlang der Kapillarwand werden von der Raytracing-Rechnung nicht wiedergegeben, weil das Rechenprogramm keine Phaseninformation berücksichtigt (inkohärente Berechnung). Für die spitze Kapillare mit Aspektverhältnis 5 ist die Übereinstimmung auch im räumlichen Mittel deutlich schlechter. Hier sagen die Raytracing-Rechnungen in unmittelbarer Nähe zur Kapillarspitze absorbierte Intensitäten voraus, die wesentlich zu hoch sind. Das ist nicht überraschend, da in der Strahlenoptik beliebig kleine Fokusse möglich sind, sodass die möglichen Intensitäten hier über jede Grenze wachsen können. Während bei der TE-Polarisation der Verlauf entlang der Wand wenigstens noch grob reproduziert wird, ist das Raytracing-Ergebnis bei der TM-Polarisation bei diesem Aspektverhältnis praktisch unbrauchbar.

4.2.4 Konische Kapillare

Die Maxwell-Optik-Berechnungen der Energieeinkopplung in konische Kapillaren nach Bild 4.3c wurden zweckmäßigerweise in Zylinderkoordinaten durchgeführt, um den Rechenaufwand zu reduzieren. Eine Konsequenz daraus ist allerdings die Einschränkung auf rotationssymmetrische Polarisationszustände. Die Berechnungen wurden für *radiale* (TM) und *azimutale* (TE) Polarisation mit ringförmigen Intensitätsverteilungen nach Gleichung (A.33) durchgeführt. Sowohl der Fokusbereich $2 \cdot w_0$ als auch der Durchmesser der Eintrittsöffnung betragen in den Rechnungen $20 \mu\text{m}$. Die Fokusebene befindet sich $5 \mu\text{m}$ oberhalb der Eintrittsebene der Kapillare, die restlichen Rechenparameter entsprechen denen aus Abschnitt 4.2.1.

Der Vergleich mit Raytracing-Rechnungen zeigt für die absorbierte Intensität im räumlichen Mittel eine befriedigende Übereinstimmung bei den Aspektverhältnissen „0,1“ und „1“, siehe hierzu Bild 4.11. Für die besonders spitzen Kapillaren (Aspektverhältnis 5) wird die absorbierte Intensitätsverteilung zumindest noch grob wiedergegeben, wobei die Energie im Gegensatz zur Maxwell-Lösung im Fall des Raytracing natürlich bis ganz vorne in die Spitzen eindringen kann. Es zeigt sich sehr deutlich, dass die Wände bei radialer Polarisation im oberen Kapillarbereich sehr viel mehr absorbieren, während die Energie bei azimuthaler Polarisation deutlich weiter unten nahe der Kapillarspitze deponiert wird. In Übereinstimmung damit ergeben sich beim Laserbohren mit azimuthaler Polarisation tiefere und insbesondere auch schmalere Bohrkanäle als bei der Verwendung von radialer Polarisation [46].

Die Kernaussage dieses Kapitels 4.2 ist es, dass Raytracing in manchen Fällen im räumlichen Mittel eine einigermaßen brauchbare Aussage über die Verteilung der von den Wänden absorbierten Intensität erlaubt und in anderen Fällen vollkommen versagt. Für zukünftige Ab-initio-Modellierungen des Laserbohrens müssen deswegen Rechenverfahren eingesetzt werden, die hinsichtlich der Genauigkeit über das herkömmliche Raytracing hinaus gehen. Die räumliche Verteilung der absorbierten Intensität respektive Fluenz hat maßgebliche Auswirkungen auf den gesamten Laserbohrprozess, insbesondere auch auf die Bohrlochform und die Bohrlochqualität. Die Entstehung von Materialdampf und Schmelze und deren Austrieb aus dem Bohrloch werden dadurch sehr wesentlich beeinflusst. Im folgenden Kapitel wird der Materialaustrieb beim Laserbohren betrachtet, wobei experimentelle Untersuchungen im Vordergrund stehen.

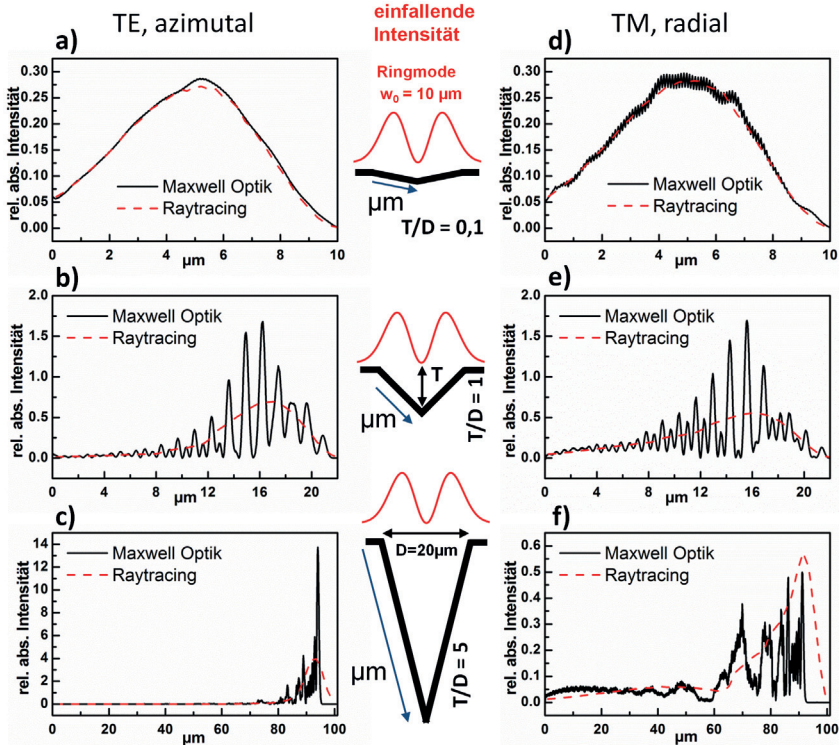


Bild 4.11: Vergleich der mittels Maxwell-Optik berechneten absorbierten Intensitäten an den Wänden von rotationssymmetrischen Kapillaren (Eintrittsdurchmesser $20 \mu\text{m}$; Tiefen $2 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$) mit den entsprechenden Ergebnissen aus Raytracing-Rechnungen.

4.3 Experimentelle Untersuchungen zum Materialaustrieb

Bereits das Kolbenmodell nimmt als hauptsächlichen Mechanismus für den Materialtransport aus dem Bohrloch heraus den Austrieb von geschmolzenem Material an (Abschnitt 2.2). Diese Schmelze erstarrt teilweise im Bereich des Bohrungseintritts und formt einen qualitätsmindernden Bohrungsgrat. In einer der vielzitierten Veröffentlichungen zum Einfluss der Laserpulsdauer auf die Qualität von Laserbohrungen [47] wird die Verwendung von Pulsdauern im Femtosekundenbereich praktisch mit schmelzefreier Bearbeitung gleichgesetzt. Im gleichen Jahr wurde experimentell nachgewiesen [48] und wenig später theoretisch begründet [26], dass diese Aussage bei hohen Fluenzen nicht gilt.

Im Folgenden werden experimentelle Ergebnisse vorgestellt, die das Ziel haben, den Materialtransport beim Laserbohren besser zu verstehen. Im Besonderen wird auch auf beobachtbare Unterschiede zwischen den Bohrverfahren Perkussionsbohren und Wendelbohren (siehe auch 5.1) eingegangen. Dazu gehören Untersuchungen zur Entstehung des Bohrungsgrates, von Ablagerungen innerhalb der Bohrung selbst und zum Tröpfchenauswurf. Das Kapitel endet mit Vorschlägen für eine Laserbohrstrategie, die trotz der Verwendung hoher Fluenzen eine gute Bohrungsqualität ermöglicht.

4.3.1 Materialtransport in Form von Schmelze

Bevor der Materialtransport in Form von geschmolzenem Material studiert wird, lohnt es sich zunächst zu untersuchen, ob es sich dabei wirklich um den hauptsächlichen Transportmechanismus handelt. Es wäre ja prinzipiell auch möglich, dass das pro Puls ausge-

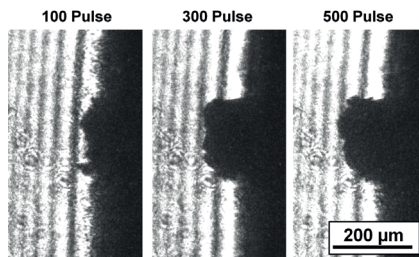


Bild 4.12: Schattenaufnahme des Schmelzekraters (schwarze Erhebung) beim Bohren von Stahl. Das Hell/Dunkelmuster entsteht durch Interferenz wegen kohärenter Beleuchtung.

triebene Material im Bereich der Bohrspitze durch den Laserpuls vollständig verdampft wird und erst weiter oben im Bereich des Bohrungseintritts rekondensiert. Die direkte Visualisierung des Gratwachstums, wie es exemplarisch in Bild 4.12 im Schattenbild dargestellt ist, lässt hierzu keine eindeutige Klärung zu.

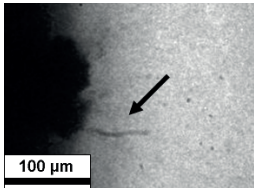


Bild 4.13: Schattenphotographie des Bohrungsgrates. Möglicherweise ist es hier gelungen, einen Teil des Schmelzefilms sichtbar zu machen während dieser über den Bohrungsrand hinaus geschleudert wird.

Auf einigen kurz nach dem Laserpuls aufgenommenen Photos konnte jedoch möglicherweise so ein Schmelzefilm aufgenommen werden. In Bild 4.13 ist exemplarisch der Bereich direkt oberhalb der Bohrungseintrittsöffnung in seitlicher Ansicht bei einer Bohrtiefe von etwa 100µm dargestellt. Das Bild wurde 500ns nach dem Laserpuls bei einer Belichtungszeit von 10ns aufgenommen. Man erkennt eine längliche Struktur, die möglicherweise einen Schmelzefaden darstellt, der gerade aus der Bohrung ausgetrieben wird.

Um mehr Sicherheit zu erlangen, wurden Bohrexperimente mit besonders vorbereiteten Proben, im Folgenden als „Sandwichproben“ bezeichnet, durchgeführt. Diese Proben sind aus Schichten unterschiedlicher Materialien und Materialdicken aufgebaut, wobei hier Eisen und Nickel wegen der ähnlichen thermodynamischen Eigenschaften ausgewählt wurden (Tabelle 4.1). Der Grund für die Verwendung solcher Proben liegt in der Idee, die Ablagerungen nach Prozessende mittels energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDX) zu untersuchen und somit Informationen über den Materialtransport zu erhalten.

Die verschiedenen Sandwichproben wurden mittels Diffusionsschweißen hergestellt, um eine möglichst gute Verbindung der Materialschichten (ohne den Prozess störende Spalte) zu gewährleisten. In Bild 4.14 sind EDX-Aufnahmen von Bohrungsgraten darge-

Material	Schmelzpunkt in K	Siedepunkt in K	Verdampfungswärme in kJ/mol	Schmelzwärme in kJ/mol	Wärmeleitfähigkeit in W/m·K	Spez. Wärmekapazität in J/kg·K
Eisen	1808	3023	349,6	13,8	80,2	440
Nickel	1728	3186	370,4	17,5	90,7	440

Tabelle 4.1: Vergleich einiger physikalischer Eigenschaften von Eisen und Nickel.

stellt, wobei hier die Konfiguration 100 μm Nickel + 900 μm Eisen vorlag. Die Reihenfolge der genannten Schichten entspricht der Reihenfolge des Durchbohrens. Die Eisenablagerungen (grüne Färbung) auf dem Bohrgrat verdeutlichen, dass das Material auf dem Grat aus einer Tiefe von mindestens 100 μm stammt.

Ob der Transport in Form von (flüssiger) Schmelze oder durch Verdampfen in der Bohrspitze und Rekondensation an der Oberfläche erfolgt, ist aus den Aufnahmen 4.14a und 4.14b allerdings noch nicht unmittelbar entscheidbar. In weiteren Experimenten wurde der Wendelbohrprozess abgebrochen, nachdem die Eisenschicht gerade erst angebohrt worden ist, siehe Bild 4.14c. Der Laserstrahl hatte zum Zeitpunkt des Bohrabbruchs noch keinen vollständigen Wendelkreis innerhalb der Eisenschicht durchführen können. In diesem Fall befinden sich die Eisenablagerungen nur auf einer Seite des Bohrungsgrates. Falls Rekondensation der verantwortliche Mechanismus der Gratentstehung wäre, so hätte sich der Dampf sehr wahrscheinlich auf dem gesamten Umfang niedergeschlagen. Tatsächlich wird das Eisen aber deutlich lokalisiert an der Seite des Wendelkreises aufgefunden, an der die Eisenschicht gerade angebohrt worden ist. Aus diesen Beobachtungen wird in Übereinstimmung mit dem Kolbenmodell der Schluss gezogen, dass das in Form von Ablagerungen gefundene Material als Schmelze transportiert wurde.

4.3.2 Transportdistanz der Schmelze

Wie im vorangegangenen Abschnitt gesehen, gibt es gute Hinweise darauf, dass das Material beim Bohren auch mit ultrakurzen Pikosekunden-Laserpulsen zum Teil in Form von Schmelze transportiert wird. Um diese Hypothese zu prüfen und auch etwas über die Distanz dieses Schmelzetransports zu lernen, wurden Experimente mit speziellen

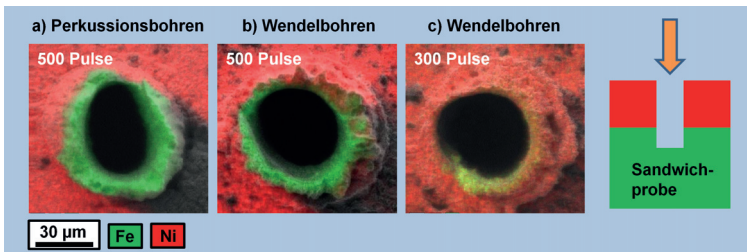


Bild 4.14: Aufnahmen von Bohrungsgraten mit energiedispersiver Röntgenspektroskopie. Sandwichprobe, 800 nm @ 1 kHz, 5 ps, Fokusdurchmesser 23 μm , Wendeldurchmesser 20 μm @ 13 Hz.

Proben durchgeführt. Dabei kamen mittels Diffusionsschweißen gefügte Materialstapel („Sandwichproben“) zum Einsatz, die bei der mikroskopischen Analyse von Bohrungsquerschliffen eine Unterscheidung der Ablagerungen ermöglichen [49]. In Bild 4.15 ist ein direkter Vergleich von Sacklochbohrungen unter Verwendung des Perkussionsbohrverfahrens und des Wendelbohrverfahrens gegenübergestellt. Das dunkel dargestellte Indikatormaterial ist in den erstarrten Schmelzeschichten gut erkennbar. Offenbar ist die Transportdistanz der Schmelze im Falle des Wendelbohrens geringer als beim Perkussionsbohren, was konsistent mit weiter unten dargestellten Ergebnissen zum Vergleich der beiden Bohrverfahren ist. Die Prozessparameter sind derart gewählt, dass nach Bohren beide Prozessstrategien zum gleichen Eintritts- und Austrittsdurchmesser von $100\mu\text{m}$ führen. Es ist deutlich zu sehen, dass die vor der Durchbohrung des Werkstücks („Sacklochbohrung“) vorhandene Bohrungsspitze beim Perkussionsbohren deutlich schmaler ist als beim Wendelbohren. Das ist wahrscheinlich auf Unterschiede der Fluenzverteilungen im Bereich der Bohrspitze zurückzuführen - ein Effekt der im später folgenden Abschnitt 5.1 anhand analytischer Betrachtungen genauer diskutiert wird.

Weitere Querschliffe aus Bohrexperimenten mit Sandwich-Proben, bestehend aus $500\mu\text{m}$ Eisen + $100\mu\text{m}$ Nickel + $400\mu\text{m}$ Eisen sowie $900\mu\text{m}$ Eisen + $100\mu\text{m}$ Nickel wurden quantitativ mittels EDX analysiert. In Bild 4.16 und Bild 4.17 ist der gemessene Anteil von Nickel im erstarrten Schmelzefilm in Abhängigkeit von der Tiefe unterhalb der Probenoberfläche dargestellt. Die verwendete Fluenz betrug $225\text{J}/\text{cm}^2$, der Wendeldurchmesser $20\mu\text{m}$, die Wellenlänge 800nm , die Pulsdauer 5ps und der Fokusbereich $15\mu\text{m}$. Es zeigen sich klare Unterschiede zwischen den Bohrstrategien für die Indikatorschichttiefe von $500\mu\text{m}$ (Bild 4.16). Während beim Perkussionsbohren nur sehr wenig Nickel gefunden wurde ($< 10\%$ des erstarrten Volumens), gibt es eine klare Lokalisierung des Nickels beim Wendelbohren nahe der Indikatorschicht. Der Nickelanteil in

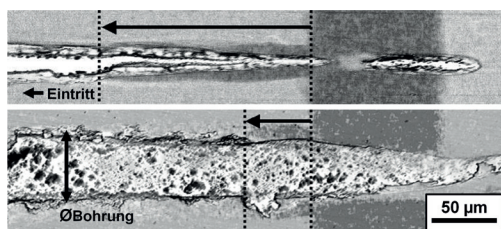


Bild 4.15: EDX-Analyse von Querschliffen von Sacklochbohrungen. Sandwichprobe: $500\mu\text{m}$ Fe + $100\mu\text{m}$ Ni + $400\mu\text{m}$ Fe, Pulse: $1064\text{nm}@30\text{kHz}$, 12ps , $30\text{J}/\text{cm}^2$. Oben: Perkussionsbohren, Fokusbereich $29\mu\text{m}$. Unten: Wendelbohren, Fokusbereich $16\mu\text{m}$, Wendeldurchmesser $40\mu\text{m}$.

der abgelagerten Schicht nimmt hier ausgehend von einem vergleichsweise großen Volumenanteil von etwa 50% nahezu linear mit der Entfernung von der Indikatorschicht ab. Die maximale Transportdistanz beträgt beim Wendelbohren hier etwa 400 μm , beim Perkussionsbohren dagegen offenbar deutlich mehr.

Bei einem zweiten Experiment mit einer Indikatorschicht in 900 μm Tiefe ergibt sich ein ähnliches Ergebnis. Wiederum ist die Transportdistanz des Indikatormaterials beim Perkussionsbohren größer (etwa 600 μm) als beim Wendelbohren (etwa 400 μm). Der Unterschied ist zwar signifikant, aber nicht so stark ausgeprägt wie im Fall der weniger tiefen Nickelschicht. Beim Perkussionbohren ist die Transportdistanz in größerer Tiefe offenbar deutlich geringer. Das kann daran liegen, dass die am Bohrgrund auftreffende Fluenz mit zunehmender Bohrtiefe abnimmt. Dadurch ist der Schmelzefilm einerseits dünner und wird andererseits durch den geringen Dampfdruck auch weniger stark beschleunigt.

Beim Wendelbohren zeigt sich diese Abnahme bei der größeren Bohrtiefe nicht so deutlich. Wendelbohren und Perkussionsbohren scheinen sich hier ähnlich zu verhalten. Das kann wiederum durch die in Abschnitt 5.1 begründete Annäherung der Fluenzverteilungen für große Bohrtiefen liegen, die unter anderem auch beim Wendelbohren zu einer ausgeprägten Bohrspitze führt (siehe dazu auch Abschnitt 4.3.4).

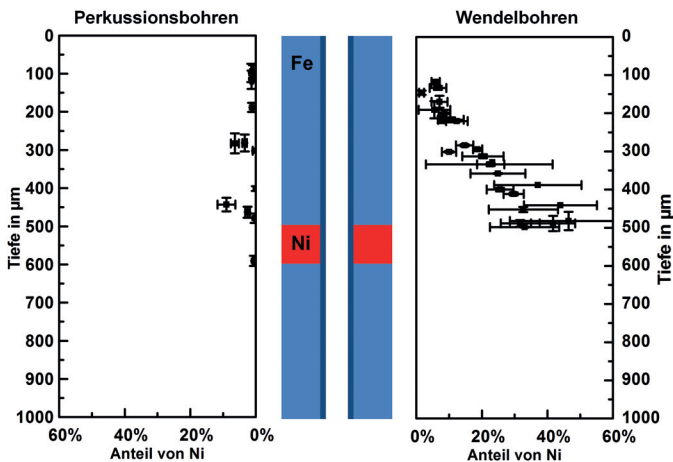


Bild 4.16: Anteil von Nickel im erstarnten Schmelzefilm bei einer Tiefe der Indikatorschicht von 500 μm .

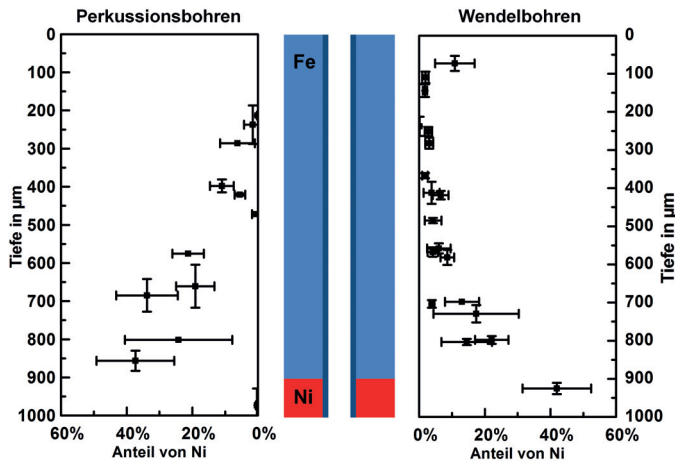


Bild 4.17: Anteil von Nickel im erstarrten Schmelzefilm bei einer Tiefe der Indikatorschicht von 900 µm.

Wenn die Schmelze für die Bildung des Bohrungsgrates verantwortlich gemacht werden kann und deren Transportdistanz begrenzt ist, so dürfte sich der Grat nur bei geringen Bohrtiefen ausbilden, solange die Schmelze das Bohrloch noch verlassen kann. In der Tat wird dieses Verhalten auch experimentell beobachtet. In Bild 4.18 sind exemplarisch experimentelle Ergebnisse der gemessenen Grathöhe beim Bohren mit 5 ps Pulsdauer beim Wendel- und Perkussionsbohren für verschiedene Fluenzen gegenübergestellt. Offenbar bildet sich der Grat sowohl beim Perkussionsbohren als auch beim Wendelbohren ausschließlich während der ersten Bohrphase, explizit hier etwa während der ersten 500 Pulse.

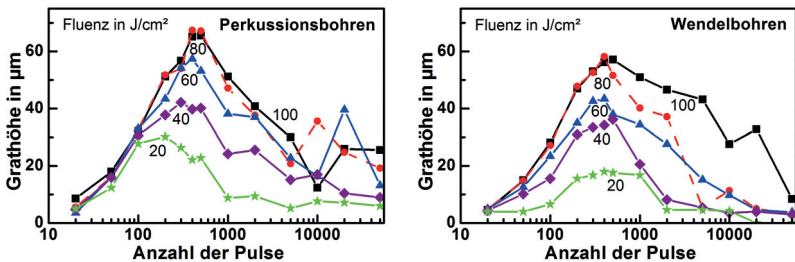


Bild 4.18: Entwicklung der Höhe des Bohrungsgrates bei verschiedenen Fluenzen. Stahlprobe, 800 nm @ 1 kHz, 5 ps, Fokusbereich 23 µm, Wendeldurchmesser 20 µm @ 13 Hz. Die einzelnen Datenpunkte sind jeweils gemittelte Werte über fünf Experimente.

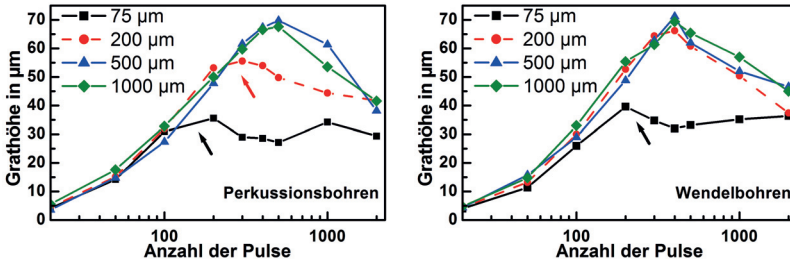


Bild 4.19: Entwicklung der Grathöhe bei Verwendung unterschiedlich dicker Stahlproben. Sobald der Bohrungsdurchbruch erreicht ist (Pfeil), nimmt die Grathöhe nicht mehr weiter zu. 100 J/cm^2 , 5 ps, 800 nm, Stahl.

Als weitere Konsequenz aus obigen Überlegungen folgt, dass die maximal erreichte Grathöhe unabhängig von der Dicke des durchbohrten Werkstücks ist, sofern diese die Transportdistanz des schmelzflüssigen Materials übersteigt. Auch dieses Verhalten kann im Experiment bestätigt werden, siehe dazu Bild 4.19. Bei dünnen Proben endet die Zunahme der Grathöhe, sobald das Werkstück durchbohrt wurde, weil dann keine weitere Schmelze mehr vom Bohrgrund zum Eintritt transportiert werden kann. Bei dickeren Proben wird die maximal erreichte Grathöhe erreicht, bevor das Werkstück durchbohrt ist. Es ist damit zu rechnen, dass die Bohrgeschwindigkeit⁸ sich ändert, wenn der Materialaustrieb in Form des Schmelzfilms nicht mehr möglich ist. In diesem Fall lagert

⁸Zunahme der Bohrtiefe pro Puls.

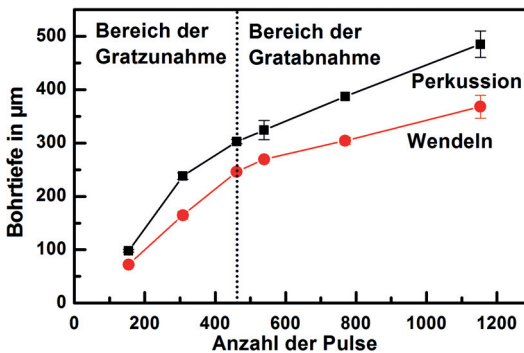


Bild 4.20: Bohrtiefenverlauf für das Wendelbohren und das Perkussionbohren bei einer Fluenz von 100 J/cm^2 . Stahlprobe, 800 nm @ 1 kHz, 5 ps, Fokusbereich 23 µm, Wendeldurchmesser 20 µm @ 13 Hz.

sich dieses Material innerhalb der Bohrung wieder an den Wänden an und muss durch Folgepulse entfernt werden. So ein Verhalten ist bei der Bohrgeschwindigkeit im Experiment tatsächlich evident. Bild 4.20 zeigt einen typischen Verlauf des Bohrfortschritts. Gerade bei der Pulsanzahl (etwa 500 Pulse), zu der das Gratzwachstum typischerweise endet (vergleiche Bild 4.18), tritt auch eine Abnahme der Bohrgeschwindigkeit auf. Das gleiche Verhalten wurde bei Bohrexperimenten mit der Wellenlänge von 532 nm und deutlich anderen Bohrparametern beobachtet, siehe Bild 4.21. Dasjenige Intervall der Pulsanzahl, innerhalb dessen keine weitere Gratzunahme mehr auftrat, sondern der vorhandene Grat durch die nachfolgenden Pulse wieder (teilweise) entfernt wurde, ist rot schraffiert hervorgehoben. Die Bohrgeschwindigkeit nimmt auch hier deutlich ab, sobald die Gratbildung endet und die Schmelze das Bohrloch nicht mehr verlassen kann. In Übereinstimmung mit obigen EDX-Analysen tritt dieses Verhalten beim Wendelbohren bereits bei geringeren Bohrtiefen auf (hier etwa 250 μm) als beim Perkussionsbohren (hier etwa 500 μm).

4.3.3 Austrieb in Form von Tröpfchen

Der Materialaustrieb in Form eines Schmelzefilms oder durch Dampf stellen nicht die einzigen möglichen Mechanismen dar. Anhand schattenphotographischer Bildsequenzen können auch ganze Materialbrocken sichtbar gemacht werden, die aus der Bohrung herauskommen [50]. Dabei wurde beobachtet, dass die Größe der Fragmente zu Beginn des Bohrprozesses etwa bis zu einer Bohrtiefe von 300 μm deutlich kleiner war (meist $< 5 \mu\text{m}$) als für die nachfolgenden Pulse, bei denen durchaus auch große Fragmente ($> 10 \mu\text{m}$) beobachtet werden konnten. In Bild 4.22 sind exemplarische Bildsequenzen bei einer Aufnahmezeit von 2 MHz dargestellt, welche die zeitliche Entwicklung der Geometrie größerer Fragmente zeigen. Es ist klar erkennbar, dass sich die Fragmente in der

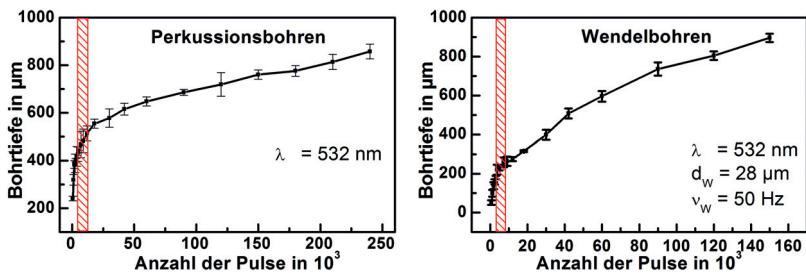


Bild 4.21: Bohrtiefenverlauf beim Perkussionsbohren und Wendelbohren bei einer Fluenz von 30 J/cm^2 . Innerhalb des rot markierten Bereichs wird der Bohrungsgrat durch Folgepulse wieder abgebaut. Stahlprobe, 10ps, Repetitionsrate 30kHz.

flüssigen Phase befinden, da sie sich bei Rotation ausdehnen und zerreißen oder auch aufgrund der Oberflächenspannung in Teilobjekte zerfallen. Daher wird im Folgenden auch von „Tropfen“ gesprochen. Als Entstehungsmechanismus für die Tropfen kommen sowohl Rayleigh-Taylor-Instabilitäten als auch Ablösung am Rand des Schmelzefilms infrage, wie in Abschnitt 2.2 diskutiert. Die genaue Natur des Ablösemechanismus konnte nicht geklärt werden.

Es ist eine interessante Frage, in welcher Tiefe sich die Tropfen aus dem Schmelzefilm ablösen. Aus schnellen Bildsequenzen, die eine Identifizierung der Tropfentrajektorien erlauben, kann der Ablösepunkt extrapoliert werden. Das ist möglich, weil die Zeitdauer zwischen Laserpuls und Bildaufnahme bekannt ist. Die Tropfengeschwindigkeit wurde dazu innerhalb der Bohrung als konstant angenommen. Das erscheint gerechtfertigt, weil im betrachteten Bildausschnitt oberhalb der Bohrung keine messbare Abnahme der Geschwindigkeit beobachtet wurde⁹.

In der Auswertung wurden nur Tropfen berücksichtigt, die sich während der ganzen Bildsequenz innerhalb der Schärfebene befanden. In Bild 4.23 ist ein Versuchsergebnis dargestellt, welches den extrapolierten Ort der Tropfen zum Zeitpunkt des Laserpulses zeigt. Während der ersten Bohrphase (0 – 400 Pulse) nimmt die Ausdehnung des Tiefenbereichs, aus dem die Tropfen stammen, deutlich zu. Dabei gibt es Tropfenablösung sowohl unterhalb als auch oberhalb der Werkstückoberfläche. Der Ort der Tropfenablösung kann auch oberhalb der Werkstückoberfläche liegen, da die Kante der Eintrittsöffnung des Bohrkanals mit zunehmender Grathöhe zu positiven Koordinaten wandern

⁹Das mag etwas überraschen, wurde hier aber nicht weiter untersucht. Möglicherweise ist die Luftreibung dafür zu gering. Das kann zum Beispiel durch eine geringe Luftdichte im Bereich der Bohrung aufgrund der vorausgegangenen Stoßwelle hervorgerufen sein.

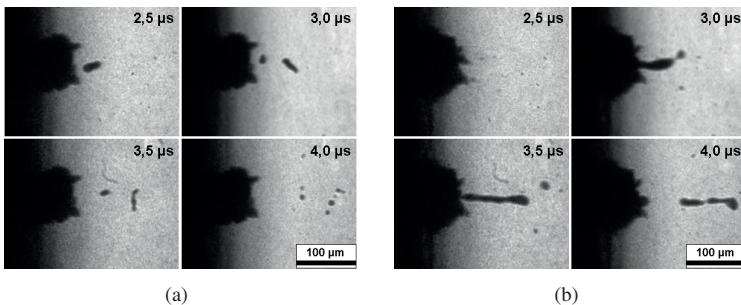


Bild 4.22: Schattenphotographische Bildsequenzen mit hoher Zeitauflösung beim Perkussionsbohren. Die Bohrtiefe betrug hier etwa 400 µm.

kann. Mit zunehmender Pulszahl nimmt die Tiefe der Bohrung immer weiter zu und auch die extrapolierten Tiefen der Tropfenablösung wandern weiter ins Werkstück hinein. Ab einer Pulszahl von etwa 900 liegen sämtliche Ablösetiefen unterhalb der Werkstückoberfläche.

In diesem Experiment gibt es einen auffälligen Bereich (760 – 810 Pulse), innerhalb dem sich die Tropfen alle bei geringen Tiefen im Bereich des Bohrungseintritts abgelöst haben. Möglicherweise war die Bohrung in dieser Prozessphase durch akkumulierte Schmelzeablagerungen vorübergehend „verstopft“. Dieses Verstopfen tritt genau in dem Pulszahlbereich auf, ab dem der Schmelzefilm nicht mehr aus der Bohrung ausgetrieben wird. Neben dem Ablöseort kann aus den Bildsequenzen auch die Tropfengeschwindigkeit entnommen werden. Für die mittlere Geschwindigkeit der Tropfen ergab sich bei einer Fluenz von 100 J/cm^2 für das Perkussionsbohren mit etwa 84 m/s ein größerer Wert als beim Wendelbohren mit 67 m/s . Das kann daher kommen, dass der Druck auf den Schmelzefilm im breiteren Wendelbohrkanal schneller abgebaut werden kann als im viel engeren Perkussionskanal. Dadurch wirkt beim Wendelbohren auf den Schmelzefilm eine größere Kraft für eine längere Zeit und die Schmelzefilmgeschwindigkeit ist höher.

Im Übrigen können die Tropfen auch einen zusätzlichen Einfluss auf den Bohrprozess bei hohen Repetitionsraten haben. Wenn die Repetitionsrate auf über 500 kHz gesteigert werden würde, wären die Tropfen noch in unmittelbarer Nähe des Werkstücks, wenn bereits der Folgepuls eintrifft. Dieses könnte zu Strahlabschirmung und qualitätsmin-

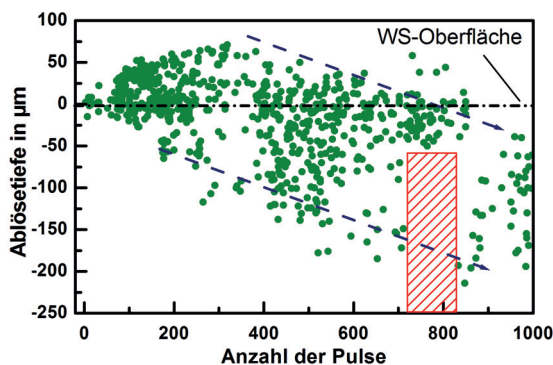


Bild 4.23: Durch Extrapolation bestimmte Ablösetiefe der Tröpfchen beim Perkussionsbohren (100 J/cm^2 , 5 ps, 800 nm, Stahl). Es wurden keine Tröpfchen gefunden, die dem schraffierten Bereich zugeordnet werden können.

dernden Effekten aufgrund der zu erwartenden starken Plasmazündung direkt an der Oberfläche führen. Ob dieses sich allerdings sehr störend auswirken würde, konnte im Rahmen der Arbeit nicht mehr untersucht werden.

4.3.4 Modellvorstellung zum Bohren

Durch die spezielle Art der Strahlführung beim Wendelbohren (siehe Abschnitt 5.1) kommt es insbesondere in der frühen Bohrphase im Vergleich zum Perkussionsbohren zu Unterschieden in der Bohrlochausbildung.

Insbesondere bei geringen Bohrlochtiefen werden sehr unterschiedliche Kapillarformen beobachtet (Bild 4.24). Typisch ist für das Perkussionsbohren eine sehr ausgeprägte, dünne Bohrspitze und für das Wendelbohren eine runde, wenig tiefe Spitze. Bei größeren Tiefen kommt es sowohl aufgrund des sich auch beim Wendelbohren im Mittel ausbildenden Fluenzmaximums auf der Strahlachse (Bild 5.2) als auch wegen Reflexionen an der Kapillarwand zu einer Bohrspitze (Bild 4.25). Weitere Details zur Entwicklung der Bohrlochform finden sich in [51]. Die Unterschiede in der Prozessführung und den damit verbundenen Kapillarformen sind vermutlich verantwortlich für Unterschiede im Schmelzetransport. Der hauptsächliche Materialabtrag und damit auch das hauptsächliche Schmelzaufkommen liegt im Bereich der Bohrungsspitze. Für den Materialaustrieb aus der Bohrung ist, wie im Kolbenmodell, der durch den Verdampfungsprozess induzierte Druck auf den Schmelzefilm verantwortlich. Weil das Druckmaximum für geringe Bohrtiefen beim Wendelbohren außermittig liegt, wird das geschmolzene Material teilweise auch entlang des Bohrlochgrundes bewegt. Ein anderer Teil der Schmelze wird in Richtung der Eintrittsöffnung bewegt. Der Materialdampf entweicht aus der Eintrittsöffnung, sodass auch der Druck auf der Schmelze abgebaut wird. Das rasch in Richtung

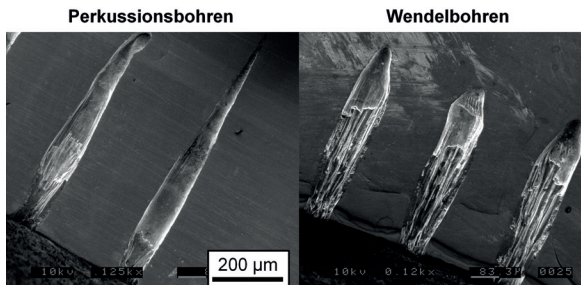


Bild 4.24: Vergleich der Kapillarformen von Sacklochbohrungen.

der Bohrungsöffnung abströmende Gas überträgt wiederum einen gewissen Impuls auf die Schmelzeschicht an den Innenwänden des Bohrkanals in Richtung Eintrittsöffnung. Außerdem können, beispielsweise durch Rayleigh-Taylor-Instabilitäten, Schmelzetropfen entstehen, die aus dem Bohrloch herausgeschleudert werden.

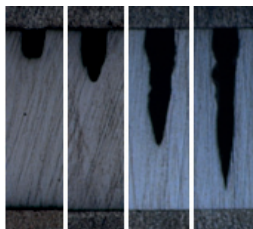


Bild 4.25: Bohrlochentwicklung beim Wendelbohren für die Bohrtiefen 160 μm , 280 μm , 540 μm und 840 μm .

Beim Perkussionsbohren mit der besonders dünnen Bohrspitze existiert die oben beschriebene Asymmetrie nicht und der Schmelzefilm wird nicht zur gegenüberliegenden Bohrungswand beschleunigt, sondern nur in Richtung des Bohrungseintritts. Außerdem ist der Druck innerhalb des dünneren Kanals größer. Dadurch erfährt der Schmelzefilm eine größere Beschleunigung in Richtung der Eintrittsöffnung und kann auch eine größere Distanz zurücklegen.

Solange der Schmelzefilm aus der Bohrung ausgetrieben wird, kann er sich im Bereich der Eintrittsöffnung als Grat anlagern. Für größere Tiefen ist das nicht mehr möglich und die Schmelze verbleibt innerhalb des Bohrlochs. In dieser Phase ist der Austrieb nur noch durch Verdampfung und Tropfchenauswurf möglich, was mit einer Reduktion der Bohrgeschwindigkeit einhergeht.

Trotz zunehmender Bohrtiefe kommt es auch im oberen Bereich der Bohrung noch zu einer langsamen Aufweitung des Bohrungsdurchmessers, weil die absorbierte Intensität (Abschnitt 2.1.6) und somit auch die absorbierte Fluenz noch oberhalb der Abtragschwelle liegen kann [52]. Je größer der Bohrungsdurchmesser wird, desto geringer ist normalerweise die Leistung der Laserstrahls am Rand. Außerdem nimmt mit zunehmender Wandsteilheit auch der Auftreffwinkel zu, sodass die absorbierte Fluenz an der Wand immer weiter abnimmt, bis die Abtragschwelle unterschritten wird. Durch die Abnahme der absorbierten Fluenz reduziert sich auch die Schmelzefilmdicke (Kapitel 2.2), was zu immer weniger Schmelzeablagerungen führt, bis schließlich an der Abtragschwelle praktisch gar keine Hinweise mehr auf eine zuvor vorhandene Schmelzeschicht beobachtet werden können. Dieser Effekt ist der Grund dafür, dass trotz der Verwendung von sehr hohen Fluenzen beim Bohren mit ultrakurzen Pulsen nach Prozessende nahezu „perfekt glatte“ Bohrungswände mit verschwindend geringer Wärmeeinflusszone zurückbleiben [53]. Die Abtragsqualität bei Fluenzen an der Abtragschwelle determiniert also die erreichbare Qualität der Bohrungswände.

Es empfiehlt sich, beim Bohren mit möglichst kleinen Fokusburchmessern zu arbeiten,

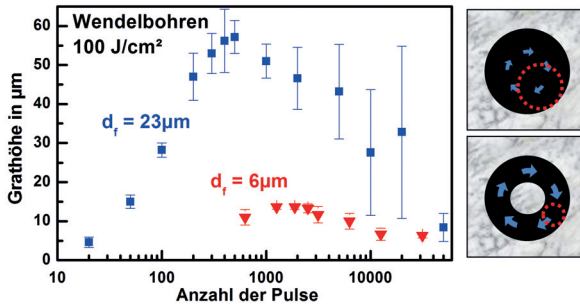


Bild 4.26: Entwicklung der Grathöhe beim Wendelbohren bei den Fokusburchmessern von $23\mu\text{m}$ und $6\mu\text{m}$, aber gleicher Fluenz von $100\text{J}/\text{cm}^2$. Der Wendelradius wurde so angepasst, dass die Bohrungsdurchmesser nach dem fertigen Prozess gleich waren.

weil dann sowohl die Flanken der Intensitätsverteilung besonders steil sind (was einen geringeren Einzug am Bohrungseintritt zur Folge hat) als auch das Verhältnis Bohrlochdurchmesser/Abtragsdurchmesser sehr groß ist (was ein Verbleiben der Schmelze im Bohrloch begünstigt), siehe dazu auch Bild 4.26. Außerdem sollte mit einer gerampften Fluenz gearbeitet werden, sodass zu Bohrbeginn möglichst wenig Schmelze erzeugt und aus dem Bohrloch ausgetrieben wird. Dadurch wird die Gratbildung weitgehend unterdrückt. Wenn die Bohrtiefe groß genug ist, kann die Fluenz erhöht werden, um die Bohrgeschwindigkeit zu steigern.

In Bild 4.27 sind Bohrungseintritte von Bohrungen in Stahl bei einem geringen Fokusburchmesser von $6\mu\text{m}$ dargestellt, wobei im einen Fall von Anfang an mit hoher Fluenz und im anderen Fall mit anfangs geringer Fluenz, die später erhöht wurde, gearbeitet wurde. In beiden Fällen wurde bei Umgebungsatmosphäre gebohrt und es wurde keinerlei Nachbehandlung/Reinigung durchgeführt. Es ist deutlich erkennbar, dass unter Verwendung der in diesem Projekt mit Hilfe diagnostischer Untersuchungen abgeleiteten Prozessstrategie trotz hoher Fluenz gratfreie Bohrungen in Stahl hergestellt werden können.

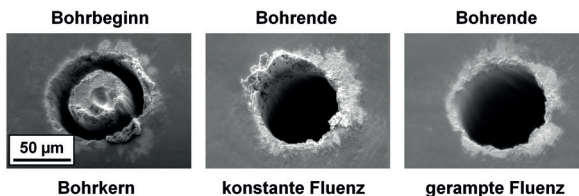


Bild 4.27: Bohrkern zu Bohrbeginn und Vergleich der Qualität von Bohrungseintritten in Stahl mit und ohne Verwendung einer ansteigenden Fluenzrampe.

5 Spezialoptiken

5.1 Das Wendelbohren

Das Wendelbohren stellt das Bohrverfahren dar, welches derzeit zur besten Bohrlochqualität beim Laserbohren führt. Dieses Verfahren ist dabei im Wesentlichen durch die besondere Art der Strahlführung definiert, bei der im Werkstückkoordinatensystem eine Rotation der Auftreffposition des Laserstrahls um einen festen Mittelpunkt stattfindet [54], siehe auch Bild 4.26 (rechts). Die Rotationsachse sei fest und mit der z-Achse identisch. Die Strahlachse des Laserstrahls kann im Allgemeinen durch die Gerade

$$\mathbf{x}_L(\varphi, q) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \left[\begin{pmatrix} 0 \\ y_T \\ z_T \end{pmatrix} + q \cdot \begin{pmatrix} s_x \\ s_y \\ s_z \end{pmatrix} \right] \quad (5.1)$$

beschrieben werden, wobei $\varphi = \varphi(t)$ der relative Drehwinkel ist. Die Gerade besitze für $q = 0$ den minimalen Abstand zur Rotationsachse. Die Situation ist für einen festen Zeitpunkt in Bild 5.1 dargestellt.

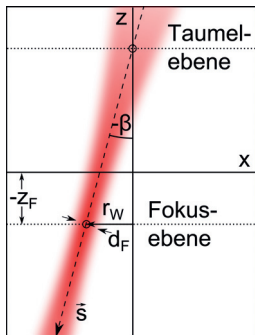


Bild 5.1: Wichtige Definitionen beim Wendelbohren.

Hält man q konstant und variiert den Drehwinkel von 0 bis 2π , so liegen alle Punkte $\tilde{\mathbf{x}}_L(q)$ auf einem Kreis. Diese Kreise werden im Folgenden als *Wendelkreise* bezeichnet. Der Wendelkreis mit dem kleinsten Durchmesser liegt definitionsgemäß bei $q = 0$ und wird als *Taumelkreis* bezeichnet, die dazugehörige Ebene als *Taumelebene*. Falls $y_T = 0$ gilt, ist der Durchmesser des Taumelkreises Null und man spricht von einem *Taumelpunkt*.

Bei $q = q_F$ besitze der Laserstrahl eine Strahltaille. Der dazugehörige Kreis kann als *Fokaler Wendelkreis* bezeichnet werden. Wegen seiner besonderen Bedeutung ist oftmals der fokale Wendelkreis gemeint, wenn vom Wendelkreis gesprochen wird. Das Koordinatensystem wird in der Regel so gewählt, dass sich die Werkstückoberfläche bei $z = 0$ befindet. Der fokale Wendelkreis mit dem Mittelpunkt $(0, 0, z_F)$ liegt in der *Fokusebene* und

besitzt den Radius r_w , welcher als *Wendelradius* bezeichnet wird. Für den *Wendeldurchmesser* gilt daher $d_w = 2 \cdot r_w$.

Der Winkel β zwischen der Ausbreitungsrichtung s des Laserstrahls und der Rotationsachse wird *Anstellwinkel* genannt. Per Definition ist dieser negativ, wenn der Laserstrahl die Taumelebene vor der Fokusebene durchläuft. In diesem Fall nimmt der Wendeldurchmesser ausgehend vom fokalen Wendelkreis in Strahlpropagationsrichtung weiter zu. Durch Bohren mit negativem Anstellwinkel kann bei geeigneten Prozessparametern erreicht werden, dass der Bohrungsaustritt einen größeren Durchmesser besitzt als der Bohrungseintritt. In der Regel wird auch für das Erzeugen von zylindrischen Bohrungen bereits ein gewisser negativer Anstellwinkel benötigt.

Die *Wendelfrequenz* v_w (Anzahl an durchlaufenen Wendelkreisen pro Sekunde) stellt eine weitere wichtige Größe für den Bohrprozess dar. Wenn die Periodendauer $1/v_w$ groß ist gegen die zum Durchbohren benötigte Zeit, spricht man auch vom *Trepenerbohren*.

Um qualitativ hochwertige Bohrungen erzielen zu können, werden noch geeignete Bohrungsstrategien benötigt. Das bedeutet, dass sowohl der Wendeldurchmesser, als auch der Anstellwinkel und die eingesetzte Fluenz während des Bohrens variiert werden. Die Durchmesservariation während des Wendelbohrens wird mitunter auch als *Spiralisieren* bezeichnet.

In der Regel wird das Wendelbohren mit gepulster Laserstrahlung durchgeführt. Während der Laserpulsdauer τ_p bewegt sich der Strahlmittelpunkt beim Wendelbohren auf dem Wendelkreis um die Strecke

$$s_p = \pi d_w v_w \tau_p. \quad (5.2)$$

In vielen Fällen ist s_p klein im Vergleich zum Strahldurchmesser. Dann ist es legitim, den Strahl während des Pulses als ruhend anzunehmen.

Der *relative Pulsüberlapp* für zwei aufeinanderfolgende gleichartige Pulse in einer zur z-Achse senkrechten Ebene ergibt sich aus dem Verhältnis zwischen euklidischem Abstand der Mittelpunkte und Durchmesser $2w(z)$ der Intensitätsverteilungen¹. Aus einfachen geometrischen Überlegungen folgt (siehe Anhang A.6)

$$\text{rel. Pulsüberlapp} = 1 - \frac{d_w}{2w(z)\sqrt{2}} \sqrt{1 - \cos\left(2\pi \frac{v_w}{v_p}\right)}. \quad (5.3)$$

¹Manchmal ist es für die Definition des Pulsüberlapps zweckmäßig, anstatt des Strahldurchmessers den Materialabtragsdurchmesser zu verwenden.

wobei ν_p für die Repetitionsfrequenz der Laserpulse steht. Mit dieser Definition ergibt sich für einen ruhenden Strahl ein relativer Pulsüberlapp von Eins. Sind die Intensitätsverteilungen hinsichtlich der verwendeten Durchmesserdefinition vollständig separiert, resultieren negative Werte.

In der Praxis gilt meistens $\nu_p \gg \nu_w$. Dann kann für den relativen Pulsüberlapp näherungsweise die handlichere Beziehung

$$\text{rel. Pulsüberlapp} \approx 1 - \frac{d_w \pi \nu_w}{2w(z) \nu_p} \quad (5.4)$$

verwendet werden. Zur Diskussion der Bohrlochausformung beim Wendelbohren ist die über einen Umlauf gemittelte Fluenzverteilung eine zweckmäßige Größe. Falls der relative Pulsüberlapp nahe Eins liegt oder der Strahl sehr viele Umläufe auf dem Wendelkreis ausführt, kann man zu deren Berechnung näherungsweise eine kontinuierliche Bewegung der Strahlposition auf dem Wendelkreis ansetzen. Wenn der Laserstrahl ein gaußförmiges Fluenzprofil besitzt, gilt für die über einen Umlauf auf dem Wendelkreis gemittelte Fluenzverteilung

$$\langle \Phi(x, y, z) \rangle = \Phi_0 \frac{w_0^2}{2\pi w(z)^2} \int_0^{2\pi} \exp \left[-2 \frac{[x - r_w(z) \cos \alpha]^2 + [y - r_w(z) \sin \alpha]^2}{w(z)^2} \right] d\alpha. \quad (5.5)$$

Hierbei entspricht Φ_0 der Peakfluenz und w_0 dem Radius in der Strahltaile. Falls der Laserstrahl die Eigenschaften des Gauß-Grundmode TEM_{00} erfüllt, ist der Strahlradius gegeben durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{(z - z_F)^2 \lambda^2}{\pi^2 w_0^4}}. \quad (5.6)$$

Bei kleinem Anstellwinkel β und fokalem Wendelkreisradius r_{w0} ergibt sich für den Wendelkreisradius

$$r_w(z) = r_{w0} + \beta \cdot (z - z_F), \quad (5.7)$$

wobei auch hier, wie in Bild 5.1, der Wendelradius in Strahlausbreitungsrichtung zunimmt, wenn β negativ ist. Die Lösung des Integrals (5.5) lautet in Zylinderkoordinaten (siehe Anhang A.7)

$$\langle \Phi(r, r_w, z) \rangle = \Phi_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp \left[-2 \frac{r^2 + r_w^2(z)}{w^2(z)} \right] I_0 \left(\frac{4r_w(z)r}{w^2(z)} \right), \quad (5.8)$$

wobei hier $I_0(x)$ die *modifizierte Besselfunktion* nullter Ordnung ist. Bild 5.2 zeigt exem-

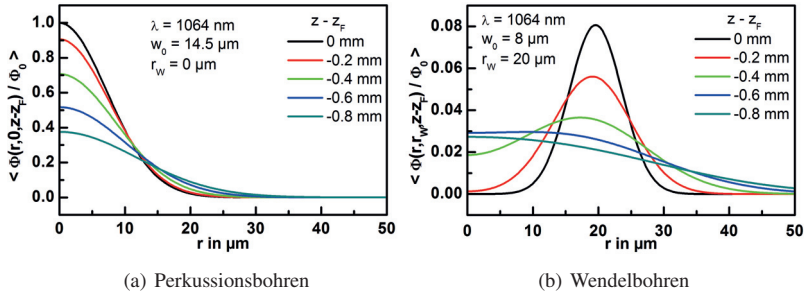


Bild 5.2: Exemplarischer Vergleich der über einen Umlauf gemittelten Fluenzverteilungen beim Perkussionsbohren und Wendelbohren mit einem Gauß-Grundmode für unterschiedliche Abstände von der Strahltaile nach Gleichung (5.8).

plarisches einen Vergleich der so berechneten gemittelten Fluenzverteilungen für Perkussionsbohren ($r_w = 0$) und Wendelbohren (hier $r_w = 20 \mu\text{m}$) für verschiedene Distanzen von der Taillenebene. Offenbar kann sich auch beim Wendelbohren das gemittelte Fluenzmaximum in der Mitte ausbilden. Diese Überlegungen sind an anderer Stelle bei der Diskussion der Bohrlochform von Interesse. In Bild 5.3 sind einige Fluenzverteilungen für eine Position² $z_F - z = 1 \text{ mm}$ für verschiedene typische Anstellwinkel und Wellenlängen dargestellt. Erst durch einen negativen Anstellwinkel bleibt die gemittelte Fluenzverteilung ringförmig. Erwartungsgemäß wird die Verteilung mit betragsmäßig zunehmendem negativen Anstellwinkel breiter. Daher kann hier mit zunehmenden Aus-

²Diese Position entspricht bei Bauteilen mit 1 mm Tiefe der Strahlaustrittsebene, wenn die Fokusebene mit der Eintrittsebene zusammenfällt.

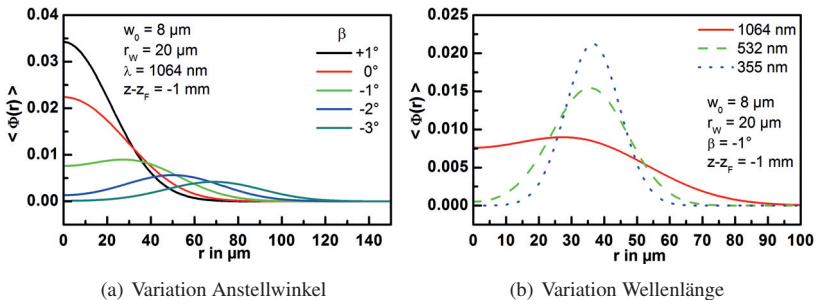


Bild 5.3: Exemplarischer Vergleich der über einen Umlauf gemittelten Fluenzverteilungen beim Wendelbohren bei Variation des Anstellwinkels und der Wellenlänge.

trittsdurchmessern gerechnet werden. Eine Verkleinerung der Wellenlänge erzeugt höhere Peakfluenzen bei größerem Abstand von der Strahltille, sodass mit einer schnelleren Aufweitung des Bohrlochaustritts gerechnet werden kann.

Es existieren für die zum Wendelbohren benötigte Strahlführung unterschiedliche optische Konzepte. Prinzipiell kann das Wendelbohrverfahren mit einer Scanner-Optik durchgeführt werden. Diese Systeme bieten die Möglichkeit, den Strahlfokus komplizierte Bewegungsmuster in der Fokusebene (x/y - Ebene) abfahren zu lassen. Dazu werden verkippbare Spiegel mit Galvanometerantrieb verwendet. Einige Scannersysteme bieten darüber hinaus auch die Möglichkeit, die Fokusebene dynamisch in z -Richtung zu bewegen. Herkömmliche Scannersysteme bieten keine Möglichkeit, den Anstellwinkel einzustellen. In der Regel liegt dieser bei kleinen Bohrungszielgeometrien mit Scannersystemen nahe Null. Dadurch ist es erfahrungsgemäß schwierig bis gar nicht möglich, auch nur zylindrische Bohrungen herzustellen, von negativ konischen Bohrungsgeometrien ganz zu schweigen. Außerdem ist es schwierig, die für das Wendelbohren notwendigen hohen Wendelfrequenzen bei sub-Mikrometer-Positionsgenauigkeit für den Produktionsbetrieb dauerhaft sicherzustellen. Im folgenden Kapitel werden verschiedene optische Konzepte zur Herstellung von Laserbohrungen vorgestellt, die auch die Herstellung von negativ konischen Löchern erlauben.

5.2 Spezialoptiken für das Wendelbohren

In diesem Kapitel werden unterschiedliche optische Konzepte für Wendelbohroptiken erläutert, wobei die Reihenfolge der Unterkapitel der zeitlichen Reihenfolge der Umsetzung entspricht. Besonderes Augenmerk wird dem letzten Konzept gewidmet, da es vom Autor erfunden und als Prototyp einer Bohroptik realisiert und getestet worden ist. Im Fokus dieses Unterkapitels steht auch die notwendige Genauigkeit für die Justage eines derartigen Systems.

5.2.1 Keilplattenbasierende Systeme

Bild 5.4a zeigt das Funktionsprinzip einer Wendelbohroptik, welche ein unabhängiges Einstellen von Wendeldurchmesser und Anstellwinkel ermöglicht. Das System basiert auf den optischen Eigenschaften von Keilplatten sowie einem fokussierenden Objektiv. Unter einer Keilplatte ist im Folgenden ein transmittierendes optisches Element mit Brechungsindex n gemeint, welches über zwei plane Oberflächen verfügt, die zueinander um einen Winkel γ verkippt sind. Im Allgemeinen bewirkt eine Keilplatte daher eine

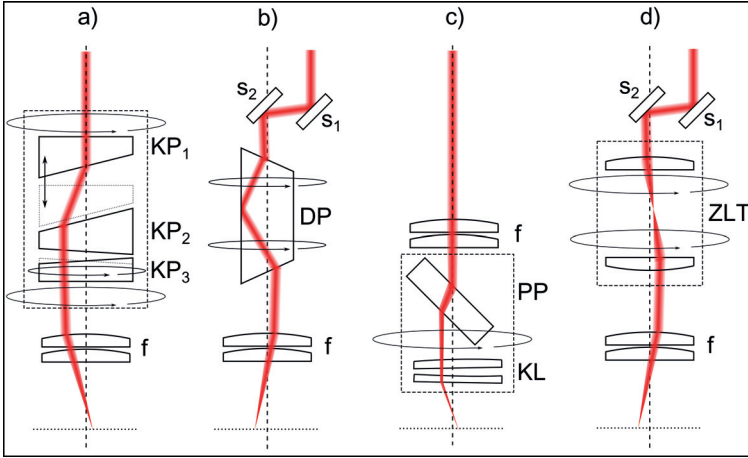


Bild 5.4: Verschiedene Konzepte für Wendelbohroptiken: a) rotierende Keilplatten, b) rotierendes Prisma, c) rotierende Planparallelplatte mit verkippter Linse, d) rotierendes Zylinderlinsenteleskop.

Strahlableitung um einen Winkel $\delta(\gamma, n)$. Wird eine Keilplatte um 180° um die optische Achse verdreht, so wirkt die Strahlableitung in die andere Richtung, was formal durch einen negativen Keilplattenwinkel beschrieben werden kann. Daher gilt $\delta(0) = 0$. Werden N Keilplatten nacheinander von einem Laserstrahl durchlaufen, so gilt für die resultierende Strahlableitung

$$\delta_{\text{ges}} = \sum_i^N \delta(\gamma_i, n_i) \stackrel{n_i=n}{=} \delta\left(\sum_i^N \gamma_i, n\right). \quad (5.9)$$

Das letzte Gleichheitszeichen gilt, falls der Brechungsindex aller Keilplatten gleich ist.

Das Wendelbohrsystem besteht aus 3 Keilplatten (KP1-KP3) aus dem gleichen Material, welche vom Bearbeitungslaserstrahl durchlaufen werden. KP1 ist entlang der optischen Achse (gestrichelte Linie) verschiebbar, KP3 ist relativ zu KP1 und KP2 um die optische Achse verdrehbar. KP2 ist gegenüber KP1 um 180° verdreht. Für den Keilwinkel von KP2 gilt

$$|\gamma_2| = |\gamma_1| + |\gamma_3|.$$

Durch relatives Verdrehen von KP3 kann der resultierende Ablenkungswinkel δ_{ges} zwischen Null und einem Maximalwert δ_{max} stufenlos variiert werden. Durch Verschieben von KP1 entlang der optischen Achse kann der einfallende Laserstrahl um eine gewünschte Strecke in lateraler Richtung verschoben werden.

Das fokussierende Objektiv wird zweckmäßigerweise mit paraxialer Matrizenoptik beschrieben. Wenn das Objektiv durch eine ideale Linse mit Brennweite f angenähert werden kann und der Zentralstrahl des kollimierten Strahlenbündels unter einem Winkel³ α mit einem Abstand r zur optischen Achse auftritt, so gilt in der Fokusebene für den Zentralstrahl

$$\begin{pmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r \\ \alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f \cdot \alpha \\ \alpha - \frac{r}{f} \end{pmatrix}. \quad (5.10)$$

Wenn alle Keilplatten gemeinsam um die optische Achse rotiert werden, so rotieren auch die Strahlposition und Richtung um die optische Achse. Das sind genau die Bedingungen für einen Wendelbohrprozess mit einem Wendeldurchmesser von $d_w = 2f\alpha$. Für einen negativen Anstellwinkel beim Bohren muss $\text{sgn}(f\alpha) = \text{sgn}(\alpha - r/f)$ gelten, ansonsten ist der Anstellwinkel positiv.

Eine Eigenschaft des Keilplattenkonzepts nach Bild 5.4a besteht darin, außer für minimalen bzw. maximalen Wendeldurchmesser, keinen Taumelpunkt sondern einen Taumelkreis zu erzeugen. Dieser Taumelkreis besitzt den maximalen Durchmesser, wenn KP3 ausgehend von der Einstellung mit minimalem bzw. maximalem Wendeldurchmesser um 90° verdreht wird. In diesem Fall wird der Strahl in der Abbildung „aus der Papierebene“ heraus abgelenkt. Weil der durch Verschieben von KP2 generierte Strahlversatz immer „innerhalb der Papierebene“ liegt, resultiert in der Notation von Gleichung (5.1) eine Situation mit $y_T \neq 0$. Als Konsequenz ergibt sich für diese Einstellungen ein Wendelbohren mit reduziertem Anstellwinkel aber „stechendem“ oder „schleppendem“ Strahl. Diese Problematik könnte nahezu vermieden werden, wenn KP3 durch zwei in geringem Abstand stehende gleichartige Keilplatten ersetzt würde, welche in entgegengesetzte Richtungen verdreht sind.

Der Hauptvorteil des Keilplattenkonzeptes ist die vergleichsweise einfache Justage, da sich Justagefehler nur schwach auswirken. Die Polarisation der Strahlung wird bei Verwendung von Keilplatten mit kleinem Ablenkungswinkel nicht beeinflusst. Der Hauptnachteil ist die technisch sehr aufwendige Veränderung der Bohrparameter während der Rotation, was für Bohrungen höchster Qualität notwendig ist. Dazu müssen KP1 und KP3 während der Rotation des Gesamtsystems verschoben bzw. verdreht werden.

5.2.2 System mit Dove-Prisma

In Bild 5.4b ist die Funktionsweise einer Wendelbohroptik dargestellt, welche als rotierendes Element ein Dove-Prisma (DP) verwendet [55]. Ausführliche Betrachtungen

³Beim Keilplattenkonzept ist $\alpha = \delta_{\text{ges}}$.

zur Umsetzung einer solchen Wendelbohroptik finden sich in [56]. Die grundsätzliche Funktionsweise ist in vielerlei Hinsicht analog zum Keilplattenkonzept. In der gezeigten Realisierung wird das Strahlenbündel mittels der Spiegel S1 und S2 lateral ausgelenkt und um einen Winkel α gegenüber der optischen Achse verkippt. Für die Fokussierung gelten auch hier die Überlegungen aus Abschnitt 5.2.1, insbesondere die Konsequenzen aus Gleichung (5.10). Ein wesentlicher Unterschied zum Keilplattenkonzept ist die Eigenschaft des Dove-Prismas, bei Rotation um die eingezeichnete Achse eine Bildrotation zu bewirken. Dadurch kommt es bei Rotation des Prismas einerseits zu einer Rotation der Fokusposition und des Anstellwinkels um die optische Achse, andererseits rotiert dabei zwangsläufig auch das Strahlprofil. Der Grund für die Bildrotation ist beim Dove-Prisma die Totalreflexion an der rotierenden Grundebene des Prismas. Die Verwendung des Prismas kann zu langen Propagationsdistanzen in Glas führen, sodass es bei Verwendung ultrakurzer Laserpulse wegen Dispersion zu einer relevanten Pulsdauerverlängerung kommen kann. Gegenüber der Verwendung von Keilplatten ist die größte Herausforderung bei der Umsetzung des Konzeptes die wesentlich höhere Justageempfindlichkeit. Falls sich die Ausrichtung des Prismas auch nur sehr geringfügig verändert, kommt es zu einer deutlichen Veränderung der Bohrparameter. Gegenüber dem Keilplattenkonzept ist der Hauptvorteil neben der Strahlprofilrotation die Möglichkeit, sehr viel höhere Wendelfrequenzen zu erzielen, da das Prisma während der Rotation nicht zusätzlich bewegt werden muss. Die Wendelparameter können durch Bewegung der Spiegel S1 und S2 während des Bohrens variiert werden.

5.2.3 System mit gekippten Elementen

Während das Keilplattenkonzept und das Dove-Prisma-Konzept eine ähnliche Funktionsweise besitzen, unterscheidet sich das in Bild 5.4c dargestellte Konzept [57] davon wesentlich. Hierbei stellt die Fokussierlinse das erste optische Element im Strahlengang dar. Der Wendeldurchmesser und der Anstellwinkel werden anschließend dem konvergierenden Strahlenbündel aufgeprägt. Dabei wird eine verkippbare planparallele Platte (PP) zum Einstellen des Wendeldurchmessers verwendet. Der Anstellwinkel wird durch eine Anordnung zweier sphärischer Linsen (KL) realisiert, welche betragsmäßig die gleiche Brennweite, aber unterschiedliches Vorzeichen aufweisen. Durch relative laterale Verschiebung beider Linsen kann dem konvergierenden Strahlenbündel mit diesem Linsenpaket ein Anstellwinkel aufgeprägt werden. Für das Wendelbohren wird das Gesamtpaket PP und KL um die optische Achse rotiert. Der Vorteil des Konzeptes liegt in der Kompaktheit. Weil die Wendelparameter dem bereits konvergierenden Strahl aufgeprägt werden, ist die Brennweite der Fokussieroptik (f) nach unten durch die Di-

mensionen der nachfolgenden optischen Elemente begrenzt. Dadurch kann der Fokus ab dieser Grenze nicht durch eine weitere Brennweitenverkürzung verkleinert werden. Es bleibt die Möglichkeit, einen größeren Rohstrahldurchmesser zu verwenden, was hohe Anforderungen an die Fertigungstoleranzen der nachfolgenden optischen Komponenten stellt. Außerdem wirkt sich die Verwendung einer planparallelen Platte für den Strahlversatz ungünstig auf die Polarisierung aus. Die Verwendung der verschiebbaren Linsen zur Erzeugung des Anstellwinkels wirkt sich wiederum ungünstig auf das Strahlprofil der Laserstrahlung aus. Weil das Konzept keine Rotation des Strahlprofils bewirkt, führen solche Deformationen in der Regel zu unrunder Bohrlochformen. Photographische Aufnahmen von Mikrobohrungen, welche mittels dieser Optik hergestellt worden sind, zeigen eine vergleichsweise geringe Bohrlochqualität [58].

5.2.4 Neues Zylinderlinsenkonzept

Ein neues Konzept für eine Wendelbohroptik, dargestellt in Bild 5.4d, wurde innerhalb dieser Arbeit erfunden [59] und entwickelt. Wie beim Dove-Prisma-Konzept wird in der hier dargestellten Realisierung dem Laserstrahl mittels zweier Spiegel S1 und S2 ein Winkel zur optischen Achse sowie ein lateraler Strahlversatz aufgeprägt. Anstatt eines Prismas wird hier ein konfokales Teleskop aus Zylinderlinsen (ZLT) um die optische Achse rotiert. Sowohl der Wendeldurchmesser als auch der Anstellwinkel sind vollständig durch die geometrischen Dimensionen, die Brennweite der Fokussieroptik und die Spiegeleinstellung determiniert. Das Teleskop selbst muss dafür nicht verändert werden. Für die Fokussierung gelten auch hier die Überlegungen aus Abschnitt 5.2.1, insbesondere die Konsequenzen aus Gleichung (5.10).

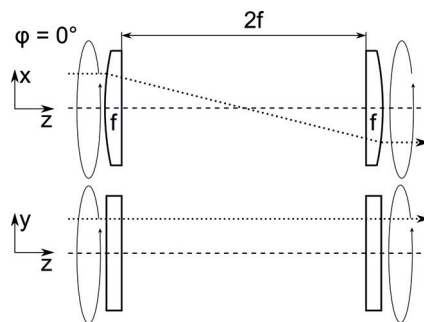


Bild 5.5: Rotierendes Zylinderlinsenteleskop zum Laserbohren.

Ein Prototyp dieser Wendelbohroptik wurde unter dem Arbeitstitel „TAIFUN“ entwickelt und ist mittlerweile in weiterentwickelter Form unter dem Namen „GL.trepan“ bei der Firma GFH kommerziell verfügbar. Im Folgenden werden die Funktionsweise des optischen Konzepts und theoretische Untersuchungen zum Einfluss von Justageungenauigkeiten diskutiert.

Die Kernkomponente dieser neuen Bohroptik ist das rotierende Teleskop aus Zylinderlinsen, wie es in Bild 5.5 dargestellt ist. Dieses Konzept erlaubt eine für das Wendelbohren benötigte Strahlführung bei gleichzeitiger Rotation des Strahlprofils. Dadurch kann prinzipiell auch bei nicht kreisförmigem Strahlprofil ein kreisförmiges Bohrloch erzielt werden. Im Gegensatz zum Dove-Prisma-Konzept kommt es hierbei zu keiner Totalreflexion und daher zu keiner Beeinflussung des Polarisationszustandes.

5.2.4.1 Eigenschaften eines Teleskops aus Zylinderlinsen

Es ist nicht unbedingt intuitiv, dass ein rotierendes Teleskop aus Zylinderlinsen zu einer Rotation des Strahlprofils führt. Bei der Beschreibung von Zylinderlinsen im herkömmlichen Formalismus der paraxialen Matrizenoptik kann die Strahlausbreitung in zwei orthogonalen Richtungen getrennt werden. Zweckmäßiger ist eine Erweiterung der Matrizenoptik, in der die zwei orthogonalen Richtungen (im Folgenden als x und y Richtung bezeichnet) in einer einzigen Matrix zusammengefasst werden [60]⁴. Der Strahlvektor wird dazu mit Komponenten für Position und Winkel in x - und y -Richtung ausgestattet

$$\begin{pmatrix} r_x \\ \alpha_x \\ r_y \\ \alpha_y \end{pmatrix}. \quad (5.11)$$

Für den einfachsten Fall, dass die optischen Elemente unabhängig in x - und y -Richtung wirken, können die vierdimensionalen Strahlmatrizen zwanglos aus den Matrixelementen der herkömmlichen Matrizen erhalten werden, explizit

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} A_x & B_x & 0 & 0 \\ C_x & D_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A_y & B_y \\ 0 & 0 & C_y & D_y \end{pmatrix}. \quad (5.12)$$

Die Matrizen \mathbf{T} für die Freistrahlausbreitung, \mathbf{F} für die Fokussierung mit einer idealen dünnen sphärischen Linse⁵ und \mathbf{Z}_x für eine ausschließlich in x -Richtung wirkende ideale

⁴Die Notation im Buch von Siegman ist geringfügig anders als hier.

⁵Die Bezeichnung „sphärisch“ und „zylindrisch“ sind im Kontext der paraxialen Näherung zu verstehen.

und dünne Zylinderlinse ergeben sich daher zu

$$\mathbf{T}(L) = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}(f) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Z}_x(f) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.13)$$

Die Matrix $\mathbf{Z}(f, \varphi)$ für die um den Winkel φ um die optische Achse verdrehte Zylinderlinse mit Brennweite f kann aus der Matrix für eine unverdrehte Zylinderlinse durch Anwendung einer geeigneten Drehmatrix $\mathbf{D}(\varphi)$ erhalten werden. Diese Drehmatrix, die eine Koordinatentransformation um die optische z-Achse bewirkt, lautet:

$$\mathbf{D}(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & 0 & -\sin \varphi & 0 \\ 0 & \cos \varphi & 0 & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & 0 & \cos \varphi & 0 \\ 0 & \sin \varphi & 0 & \cos \varphi \end{pmatrix}. \quad (5.14)$$

Damit folgt für die Matrix der verdrehten Zylinderlinse

$$\mathbf{Z}(f, \varphi) = \mathbf{D}(\varphi) \mathbf{Z}_x(f) \mathbf{D}(-\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\cos^2 \varphi}{f} & 1 & -\frac{\sin \varphi \cos \varphi}{f} & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{\sin \varphi \cos \varphi}{f} & 0 & -\frac{\sin^2 \varphi}{f} & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.15)$$

Aus diesen Matrizen folgt dann auch unmittelbar die Gesamtmatrix für ein Teleskop aus zwei gleichartigen und gleich verdrehten Zylinderlinsen in konfokaler Anordnung

$$\mathbf{Z}(f, \varphi) \mathbf{T}(2f) \mathbf{Z}(f, \varphi) = \begin{pmatrix} -\cos(2\varphi) & 2f & -\sin(2\varphi) & 0 \\ 0 & -\cos(2\varphi) & 0 & -\sin(2\varphi) \\ -\sin(2\varphi) & 0 & \cos(2\varphi) & 2f \\ 0 & -\sin(2\varphi) & 0 & \cos(2\varphi) \end{pmatrix}. \quad (5.16)$$

Wendet man diese Matrix auf den beliebigen Eingangsstrahl (5.11) an, so resultiert

$$\begin{pmatrix} r'_x \\ \alpha'_x \\ r'_y \\ \alpha'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -r_y \sin(2\varphi) - r_x \cos(2\varphi) \\ -\alpha_y \sin(2\varphi) - \alpha_x \cos(2\varphi) \\ r_y \cos(2\varphi) - r_x \sin(2\varphi) \\ \alpha_y \cos(2\varphi) - \alpha_x \sin(2\varphi) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 2f \alpha_x \\ 0 \\ 2f \alpha_y \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (5.17)$$

Anhand von Gleichung (5.17) kann man einige wesentliche Eigenschaften des Teleskops ablesen. Rotiert man das Teleskop um den Winkel φ , so rotieren sowohl die Koordinaten

(r_x, r_y) als auch (α_x, α_y) um den doppelten Winkel. Der Mittelpunkt dieser Rotation liegt allerdings nicht auf der optischen Achse, sondern ist um $(2f\alpha_x, 2f\alpha_y)$ verschoben.

Weil Gleichung (5.17) für jeden Strahl eines einfallenden parallelen Strahlenbündels gilt, rotieren insbesondere auch der Zentralstrahl und das Strahlprofil um einen gemeinsamen Mittelpunkt. Die optische Rotationsfrequenz ist dabei, verglichen mit der mechanischen Rotationsfrequenz, verdoppelt.

5.2.4.2 Einsatz des Teleskops zum Wendelbohren

Aus dem rotierenden Zylinderlinsenteleskop kann eine Wendelbohreroptik aufgebaut werden. Betrachten wir einen Aufbau, bei dem zunächst das Zylinderlinsenteleskop durchlaufen wird, gefolgt von einer Fokussieroptik mit Brennweite f_L im Abstand L . Nach Ausmultiplizieren der Matrizen folgt für die Propagationsmatrix bis zur Brennebene der Fokussieroptik

$$\mathbf{T}(f_L)\mathbf{F}(f_L)\mathbf{T}(L)\mathbf{Z}(f, \varphi)\mathbf{T}(2f)\mathbf{Z}(f, \varphi) = \frac{1}{f_L} \begin{pmatrix} 0 & -f_L^2 \cos(2\varphi) & 0 & -f_L^2 \sin(2\varphi) \\ \cos(2\varphi) & (L - f_L) \cos(2\varphi) - 2f & \sin(2\varphi) & (L - f_L) \sin(2\varphi) \\ 0 & -f_L^2 \sin(2\varphi) & 0 & f_L^2 \cos(2\varphi) \\ \sin(2\varphi) & (L - f_L) \sin(2\varphi) & -\cos(2\varphi) & (L - f_L) \cos(2\varphi) + 2f \end{pmatrix}. \quad (5.18)$$

Wendet man diese Matrix auf einen in der y/z-Ebene verlaufenden Eingangsstrahl an, welcher durch $\mathbf{v}_1 = (0, 0, r_y, \alpha_y)^T$ gegeben sei, so folgt

$$\mathbf{v}_2 = \begin{pmatrix} r'_x \\ \alpha'_x \\ r'_y \\ \alpha'_y \end{pmatrix} = \frac{1}{f_L} \begin{pmatrix} -\alpha_y f_L^2 \sin(2\varphi) \\ [\alpha_y (L - f_L) + r_y] \sin(2\varphi) \\ \alpha_y f_L^2 \cos(2\varphi) \\ -[\alpha_y (L - f_L) + r_y] \cos(2\varphi) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \frac{2f\alpha_y}{f_L} \end{pmatrix}. \quad (5.19)$$

Die Situation ist in Bild 5.6 dargestellt. Aus Gleichung (5.19) können einige Eigenschaften der Linsenordnung abgelesen werden. Wird das Zylinderlinsenteleskop einmal vollständig rotiert, so erfährt der Strahl in der Fokusebene zwei vollständige Umläufe. Der Mittelpunkt des Wendelkreises liegt auf der optischen Achse, der Durchmesser lautet

$$d_w = 2\alpha_y f_L. \quad (5.20)$$

Offenbar gibt es den konstanten Offset $\frac{2f\alpha_y}{f_L}$, der zum Anstellwinkel α'_y addiert wird. Dadurch würde in dieser Anordnung die erzeugte Bohrung unter diesem Winkel in das

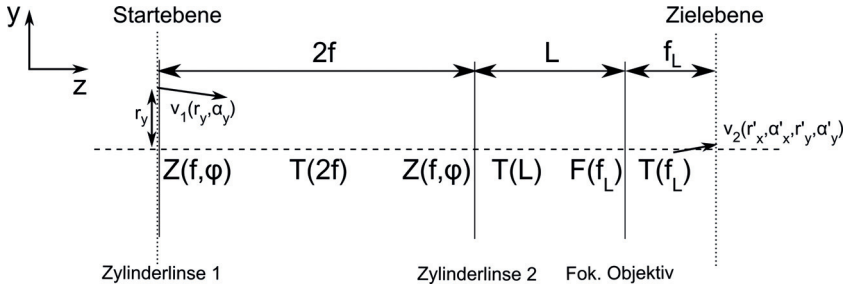


Bild 5.6: Der Eingangsstrahl v_1 liegt hier in der y/z -Ebene und propagiert durch das optische System, bestehend aus konfokalem Teleskop aus Zylinderlinsen und einem Fokussierobjektiv, bis in die Fokusebene.

Bauteil eingebracht. Die Ursache für diesen Offsetwinkel ist der in Gleichung (5.17) auftretende Strahlversatz. In der Regel ist dieser Offsetwinkel aber so klein, dass er nicht weiter berücksichtigt werden muss. In jedem Fall kann der Offsetwinkel durch zwei steuerbare Spiegel zwischen Teleskop und Fokussieroptik auf Null gebracht werden. Für die folgenden Betrachtungen wird er daher vernachlässigt.

Aus Gleichung (5.19) kann auch der Anstellwinkel

$$\beta = \frac{1}{f_L} [\alpha_y(L - f_L) + r_y] \quad (5.21)$$

abgelesen werden. Um einen negativen Anstellwinkel des Strahls zu erzielen, muss gelten

$$r_y < \alpha_y(f_L - L). \quad (5.22)$$

5.2.4.3 Einfluss von Dejustierungen auf das Strahlprofil

Für die reale Umsetzung des Zylinderlinsenkonzeptes als Wendelbohroptik ist es notwendig, den Einfluss von Dejustierungen der einzelnen Komponenten zu untersuchen. Dadurch kann entschieden werden, welche Freiheitsgrade der optischen Bauteile mit welcher Genauigkeit justierbar sein müssen. Im Folgenden werden verschiedene Dejustierungen einzeln untersucht. Die Anordnung entspreche derjenigen aus Abschnitt 5.2.4.2. Die Strahleigenschaften werden im Bereich der Fokusebene diskutiert.

Der Einfluss der Dejustierungen auf das Strahlprofil wurde mit wellenoptischen numerischen Berechnungen betrachtet. Dazu wurde das kommerzielle Programm „Virtual Lab“

verwendet. Für das einfallende Wellenfeld wurde der Gauß-Grundmode TEM_{00} mit einer Wellenlänge von 1030 nm und einem Strahldurchmesser (am Ort der Taille) von 4 mm angenommen. Die Position der Strahltaile befand sich im Abstand von 1000 mm vor dem Scheitelpunkt der ersten Zylinderlinse. Das Zylinderlinsenteleskop wurde aus zwei gleichartigen plankonvexen Zylinderlinsen mit Zentraldicke $d = 5,6$ mm, Krümmungsradius $R = 50,9$ mm und Brechungsindex $n = 1,5075$ (BK7 bei 1030 nm) aufgebaut. Die Teleskoplinsen wurden derart angeordnet, dass die gekrümmten Flächen nach außen zeigten. Die bildseitige Scheitelbrennweite Ψ'_1 der ersten Linse ist dann identisch zur objektseitigen Scheitelbrennweite Ψ_2 der zweiten Linse und gegeben durch [4]

$$\Psi'_1 = \Psi_2 = \frac{nR - (n-1)d}{(n-1)n}. \quad (5.23)$$

Für die obengenannten Parameter resultieren Scheitelbrennweiten von 96,58 mm. Der Abstand der einander zugewandten planen Seiten der Linsen betrug in der Rechnung daher $\Psi'_1 + \Psi_2 = 193,16$ mm.

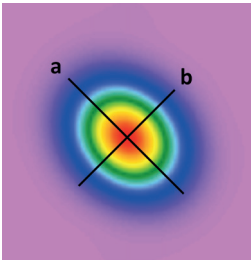


Bild 5.7: Strahldurchmesser a und b entlang der Hauptachsenrichtungen.

Für die Fokussierung wurde ein Planfeldobjektiv mit einer Brennweite von 100 mm angenommen. Details zum Aufbau des Objektivs findet man in [61].

Die Dejustierungen der optischen Elemente bewirken Deformationen der berechneten Strahlprofile, die zu einer elliptischen Form führen (Bild 5.7). Als Maß für die Elliptizität wurde die neutraldimensionierte Zahl

$$\Delta = \frac{2|a-b|}{a+b+|a-b|} \stackrel{a \geq b}{=} 1 - \frac{b}{a} \quad (5.24)$$

herangezogen⁶. Die Hauptachsenlängen a und b wurden durch die Methode der zweiten Momente berechnet. Einige Dejustierungen des Zylinderteleskops bewirken im fokussierten Strahl einen Astigmatismus. Dann gibt es eine Position, für die $a = b$ bzw. $\Delta = 0$ gilt. Diese Position im Strahl wird auch als *Kreis kleinster Verwirrung* bezeichnet.

Dejustage des Zylinderlinsenabstandes Wenn die beiden Zylinderlinsen des Teleskops nicht im konfokalen Anordnung stehen, so wird ein einfallender achsenparalleler

⁶Diese Definition unterscheidet sich von der für Ellipsen geläufigen *Exzentrizität* $\varepsilon = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$, ist hier aber intuitiver. Es gilt $\varepsilon = \sqrt{2\Delta - \Delta^2}$.

Strahl nach Durchlaufen des Teleskops nicht mehr achsenparallel sein. Die Zylinderlinsen seien so angeordnet, dass diese in x/z -Ebenen wie sphärische Linsen wirken, in der y/z -Ebenen dagegen gar nicht (siehe Bild 5.5). Die erste Zylinderlinse sei aus der Idealposition entlang der optischen Achse verschoben, sodass der Linsenabstand um Δz dejustiert ist. Die Strahlmatrix für ein derartiges Teleskop ist gegeben durch

$$\mathbf{Z}_x(f)\mathbf{T}(2f + \Delta z)\mathbf{Z}_x(f) = \begin{pmatrix} -\frac{f+\Delta z}{f} & 2f + \Delta z & 0 & 0 \\ \frac{\Delta z}{f^2} & -\frac{f+\Delta z}{f} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 2f + \Delta z \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.25)$$

Weil sich die Matrixelemente für die Brechkraft, nach der Definition (5.12) als C_x und C_y bezeichnet, unterscheiden, kommt es zu Astigmatismus. Bei Fokussierung des Strahlenbündels resultieren dadurch zwei „Fokusse“, einer bezüglich der x/z -Ebene und einer bezüglich der y/z -Ebene, die einen Abstand in Ausbreitungsrichtung z aufweisen. Für die Anordnung nach Bild 5.6 ergibt sich nach Ausrechnen der Matrizenprodukte für den Abstand dieser Fokusse

$$\Delta F_z = \frac{f_L^2}{\frac{f^2}{\Delta z} + f + f_L - L} \approx \frac{f_L^2 \Delta z}{f^2}. \quad (5.26)$$

Die Näherung ist in der Praxis meist gut erfüllt. Damit es zu keiner signifikanten Verzerrung des Strahlprofils im Bereich der Strahltaile kommt, sollte ΔF_z deutlich kleiner als die Rayleighlänge des fokussierten Strahls sein. Bild 5.8 zeigt numerisch berechnete Ergebnisse für die Strahlradien a und b und die daraus berechnete Deformation für

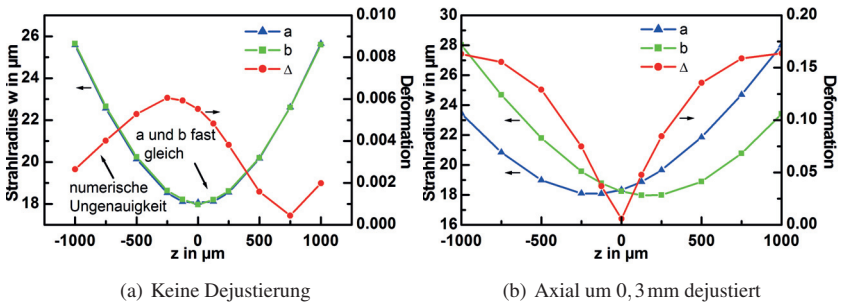


Bild 5.8: Numerisch berechnete Hauptachsenlängen und Strahldeformation nach (5.24) im Bereich der Strahltaile bei (a) korrekt eingestelltem und (b) bezüglich Abstand um 0,3 mm dejustiertem Teleskop. Die Abszissenachse bezeichnet die Distanz z zur Position des Kreises kleinster Verwirrung. Die in (a) dargestellte Deformation ist sehr gering und lediglich numerischen Rundungsfehlern geschuldet, man beachte die unterschiedliche Achsenskalierung der Ordinate.

die oben genannten Laserstrahlparameter (a) ohne und (b) mit Dejustierung. In (b) wurde der Ort des Kreises kleinster Verwirrung als Fokusposition bzw. Nullpunkt gewählt. Ohne Dejustierung tritt nahezu keine Deformation des Strahls auf⁷, die verbleibenden nichtverschwindenden Werte der Deformation sind numerischen Fehlern bei der Auswertung von (5.24) geschuldet. Bei einem axial um 0,3 mm zu großen Linsenabstand ist sowohl der Astigmatismus als auch die Deformation deutlich ausgeprägt. Aus (5.26) folgt für den Gauß-Grundmode mit (5.6)

$$a(z, \Delta F_z) = w \left(z + \frac{\Delta F_z}{2} \right), \quad b(z, \Delta F_z) = w \left(z - \frac{\Delta F_z}{2} \right) \quad (5.27)$$

eine Näherung für die Entwicklung der Strahlradien in den beiden Hauptachsenrichtungen (siehe auch Bild 5.7).

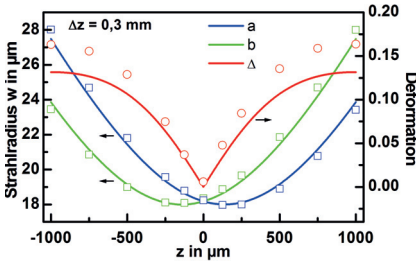


Bild 5.9: Vergleich der analytischen Näherung mit der numerischen Berechnung für einen 0,3 mm zu großen Linsenabstand.

Ein Vergleich dieser Näherung (für $w_0 = 18 \mu\text{m}$) mit dem numerischen Ergebnis zeigt eine befriedigende Übereinstimmung für die Strahlradien (Bild 5.9). Dagegen wird die Deformation am Rande des betrachteten Bereichs um etwa 20% zu klein geschätzt. Dieser, im Vergleich mit der offenbar guten Vorhersage der Strahlradien große Fehler ist wiederum auf die numerisch empfindliche Struktur von Gleichung (5.24) für $a \approx b$ zurückzuführen.

Die Differenz der Strahlradien ($a - b$) ist zwar weniger universell, da sie „absolut“ und nicht „relativ“ definiert ist, aber numerisch unempfindlicher als Δ . Entwickelt man die Differenz ($a - b$) mit (5.27) um eine gegebene Stelle $z = \bar{z}$ in eine Taylorreihe bezüglich ΔF_z , so ergibt sich

$$a(\bar{z}, \Delta F_z) - b(\bar{z}, \Delta F_z) \approx \frac{\Delta F_z \lambda^2 \bar{z}}{w_0 \pi \sqrt{\lambda^2 \bar{z}^2 + \pi^2 w_0^4}}, \quad \text{falls } |\Delta F_z| \ll |\bar{z}|. \quad (5.28)$$

Mit dieser Gleichung kann für einen vorgegebenen Maximalwert der Differenz ($a - b$) der Hauptachsenlängen in einfacher Weise die notwendige Justagegenauigkeit des Zylinderlinsenabstandes berechnet werden. Zu größeren \bar{z} hin steigen die Anforderungen an die Justagegenauigkeit des Linsenabstandes. Dieser Fall ist besonders wichtig, wenn tiefe Bohrungen erzeugt werden sollen. In Bild 5.10 ist die Entwicklung des Strahlprofils exemplarisch für einen um 0,3 mm zu großen Linsenabstand dargestellt. Es ist

⁷Deutlich erkennbar bei Beachtung der unterschiedlichen Achsenskalierungen für die Deformation.

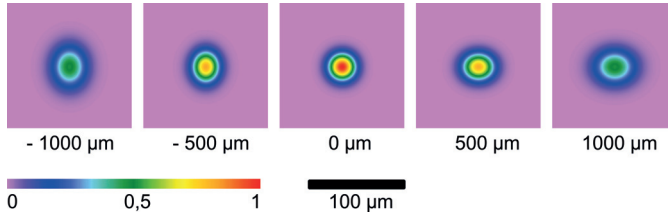


Bild 5.10: Intensität in der Fokusregion bei einem um 0,3 mm zu großen Linsenabstand.

erkennbar, dass diese Art der Dejustierung die Entkopplung der beiden Ebenen (ohne Beschränkung der Allgemeinheit als x/z - und y/z -Ebene bezeichnet) nicht aufhebt. Die Streckung bzw. Stauchung des Strahlprofils ergibt sich genau entlang der x - oder y -Richtung.

Anhand eines Beispiels sei die Verwendung der Gleichungen demonstriert. Unter der Voraussetzung eines maximal zulässigen Unterschieds von $(a - b) = 2 \mu\text{m}$ für die Strahldurchmesser des Grundmodestrahls im Abstand von $\tilde{z} = 1 \text{ mm}$ vom Kreis kleinster Verwirrung bei der Wellenlänge von $\lambda = 1030 \text{ nm}$ und einem Fokusradius von $w_0 = 18 \mu\text{m}$ ergibt Gleichung (5.28) einen Abstand $\Delta F_z \approx 154 \mu\text{m}$. Bei einer Brennweite der Zylinderlinsen von $f = 96,6 \text{ mm}$ und einer Brennweite des Fokussierobjektivs von $f_L = 100 \text{ mm}$ bedeutet das nach Gleichung (5.26) eine Dejustierung des Zylinderlinsenabstandes um $\Delta z \approx 144 \mu\text{m}$.

Relative Verdrehung der Zylinderlinsen Auch die relative Verdrehung der Zylinderlinsen zueinander stellt einen wichtigen Freiheitsgrad des Systems dar. Der relative Verdrehungswinkel sei mit δ bezeichnet. Wie im Falle des Linsenabstandes führt auch hier eine Dejustierung zu einem Astigmatismus, allerdings liegt der Fall hier etwas komplizierter. Das ist an der Matrix für ein um den Winkel δ dejustiertes Teleskop erkennbar

$$\mathbf{Z}(f, \delta/2) \mathbf{T}(2f) \mathbf{Z}(f, -\delta/2) = \begin{pmatrix} -\cos(\delta) & 2f & \sin(\delta) & 0 \\ \frac{\cos(2\delta)-1}{2f} & -\cos(\delta) & -\frac{\sin(2\delta)}{2f} & -\sin(\delta) \\ \sin(\delta) & 0 & \cos(\delta) & 2f \\ \frac{\sin(2\delta)}{2f} & -\sin(\delta) & \frac{\cos(2\delta)-1}{2f} & \cos(\delta) \end{pmatrix}, \quad (5.29)$$

wobei die erste Zylinderlinse um den Winkel $-\delta/2$ und die zweite um den Winkel $+\delta/2$ gegenüber der Idealposition verdreht sind. Im Gegensatz zu Gleichung (5.25) gibt es in diesem Fall nichtverschwindende Matrixelemente, welche die x - und y -Richtungen koppeln. Eine Konsequenz daraus sind sehr viel kompliziertere Matrizen, wenn die Fokus-

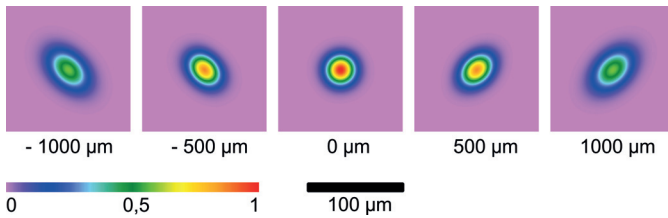


Bild 5.11: Intensität in der Fokusregion bei um $0,2^\circ$ relativ verdrehten Linsen.

sierung berücksichtigt wird. Anhand der Strahlprofile in Bild 5.11 wird deutlich, dass es auch hier zu elliptischen Strahlprofilen und Astigmatismus kommt. Obwohl die relative Linsenverdrehung im dargestellten Beispiel lediglich $0,2^\circ$ beträgt, resultiert eine ausgeprägte Deformation, wobei die Hauptachsen nahezu in 45° -Richtung zeigen. Eine einfache Abschätzungsformel wie (5.26) konnte hier nicht aufgefunden werden. Dennoch folgt beispielsweise aus den numerischen Resultaten in Bild 5.12, dass es auch hier letztlich zu einer Separierung der Fokusse bezüglich der Strahlprofilhauptachsen kommt. Außerdem wird deutlich, dass dieser Freiheitsgrad einen besonders empfindlichen Einfluss auf die Deformation des Strahls besitzt. Deswegen ist eine präzise Verstellmöglichkeit der Linsenrelativverdrehung in der praktischen Umsetzung vorteilhaft.

Anhand Bild 5.12 kann die notwendige Justiergenauigkeit der relativen Verdrehung der Zylinderlinsen abgeschätzt werden. Der maximal zulässige Unterschied für die Strahldurchmesser des Grundmodestrahls im Abstand von $\bar{z} = 1\text{ mm}$ sei $(a - b) = 2\text{ }\mu\text{m}$. Weil der Strahlradius b an diesem Ort im perfekt justierten Fall etwa $26\text{ }\mu\text{m}$ beträgt, wie Bild 5.8a entnommen werden kann, ist in diesem Fall $\Delta = 1 - \frac{26\text{ }\mu\text{m} - 1\text{ }\mu\text{m}}{26\text{ }\mu\text{m} + 1\text{ }\mu\text{m}} \approx 0,074$. Wie aus Bild 5.12b abgelesen werden kann, liegt der entsprechende Zahlenwert für die relative Verdrehung der Zylinderlinsen ziemlich genau in der Mitte zwischen $0,025^\circ$ und $0,05^\circ$.

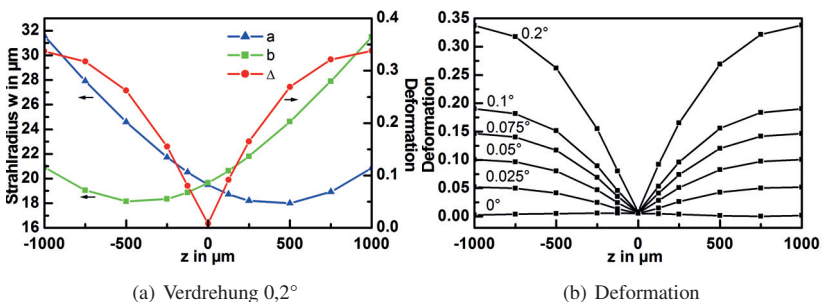


Bild 5.12: Numerisch berechnete Strahlprofilparameter bei relativer Linsenverdrehung.

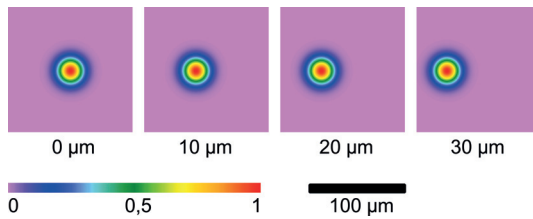


Bild 5.13: Laterale Verschiebung des Fokus durch lateralen Linsenshift.

Laterale Verschiebung der Zylinderlinsen Eine weitere Möglichkeit der Dejustierung stellt eine laterale Verschiebung der Zylinderlinsen dar. Hierbei spielt aus optischer Sicht nur die Verschiebungsrichtung senkrecht zur Symmetrieachse der Linse eine Rolle. Wenn eine der beiden Linsen aus der Idealposition um die relativ zur Brennweite kleine Strecke Δr in diese Richtung verschoben wird, so wird das Strahlenbündel um den Winkel $\alpha = \Delta r/f$ verkippt. Wegen (5.10) folgt für die laterale Verschiebung der Strahltaile in der Fokusebene

$$\Delta R = \frac{f_L}{f} \Delta r. \quad (5.30)$$

Zu einer Strahlverformung kommt es dabei nicht, sodass hier bezüglich der Strahlverformung keine besonders enge Toleranz eingehalten werden muss. Bild 5.13 zeigt numerische Resultate für diesen Fall.

5.2.4.4 Einfluss von Dejustierungen auf die Bohrlochform

Weitere Dejustierungen Die oben diskutierten Dejustierungen stellen die relevanten Freiheitsgrade dar, die normalerweise beim Aufbau einer derartigen Optik durch geeignete Mechanismen ausgeglichen werden müssen. Es wäre sehr teuer, Zylinderlinsen herzustellen, deren Brennweite genau genug ist oder deren optische Linsenmitte mit der geometrischen Linsenmitte genau genug übereinstimmt. Eine mögliche Linsenverkipfung braucht dagegen nicht weiter untersucht zu werden, weil deren Einfluss auf das Strahlprofil und die Strahlposition sehr gering ist. Bei Verwendung gut gefertigter Halterungen stellen diese Kippwinkel daher kein Problem dar. Andere Dejustierungen sind dagegen schwieriger auszugleichen. Dazu zählen insbesondere die Keilform der Linsenkörper oder auch schlechte Maßhaltigkeit der Linsengeometrie. Ersterer Effekt kann durch geeignete Maßnahmen kompensiert werden, letzterer Effekt durch Verwendung kleiner Laserstrahldurchmesser zumindest vermindert werden.

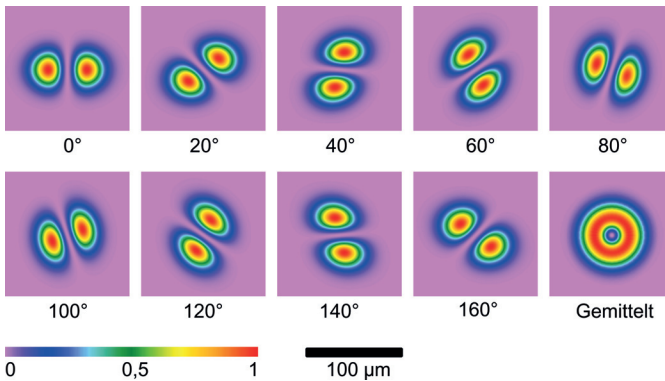


Bild 5.14: Intensitätsverteilungen (für TEM_{01} -Mode) bei falschem Linsenabstand $\Delta z = 300 \mu\text{m}$ für verschiedene Teleskopdrehwinkel, sowie die über eine Umdrehung gemittelte Verteilung.

Für den Einsatz des rotierenden Teleskops aus Zylinderlinsen zum Wendelbohren spielt die über eine Umdrehung gemittelte Fluenzverteilung eine wichtige Rolle. Als gemittelte Verteilung wird hierbei, wie im Abschnitt 5.1, eine kontinuierliche Mittelung über alle Drehwinkel verstanden. Wenn die gemittelte Verteilung rotationssymmetrisch ist, können in der Regel auch rotationssymmetrische Bohrergebnisse erzielt werden⁸.

Die Dejustierungen können in zwei Klassen eingeteilt werden, diejenigen mit 180° - oder 360° -Symmetrie. Diese Bezeichnung sagt, nach welchem Umdrehungswinkel sich das Teleskop wieder in einer vom Ausgangszustand ununterscheidbaren Position befindet. Die Dejustierungen des falschen Linsenabstandes und der relativen Linsenverdrehung zeigen dabei 180° -Symmetrie, die der lateralen Linsenverschiebung 360° -Symmetrie. Auch alle weiteren möglichen Dejustierungen und (Linsen-)Fehler können diesen Klassen zwanglos zugeordnet werden.

Bezüglich der gemittelten Fluenzverteilung wirken sich diejenigen mit 180° -Symmetrie oft wenig bis gar nicht aus. Bild 5.14 und Bild 5.15 zeigen das exemplarisch für einen um $300 \mu\text{m}$ dejustierten Linsenabstand und eine um $0,1^\circ$ dejustierte relative Linsenverdrehung. Einen großen Einfluss auf die gemittelte Fluenzverteilung zeigt dagegen beispielsweise eine laterale Linsenverschiebung. In diesem Fall wird der Spur, auf welcher sich das Strahlprofil bewegt, ein zusätzlicher Kreis aufgeprägt. Der Durchmesser dieses Kreises in der Fokusebene ist durch $2\Delta R$ gegeben, wobei ΔR aus Gleichung (5.30) folgt. Wenn das Gesamtsystem in einer zum Wendelbohren geeigneten Konfiguration

⁸Das gilt nicht universell, weil die Abtragsschwelle des Materials bei der UKP-Bearbeitung pro Puls und nicht nur im Mittel überschritten werden muss.

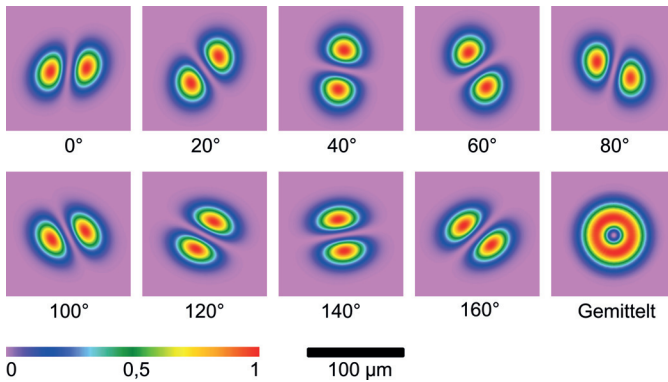


Bild 5.15: Intensitätsverteilungen (für TEM_{01} -Mode) bei relativer Linsenverdrehung $\delta = 0,1^\circ$ für verschiedene Teleskopdrehwinkel, sowie die über eine Umdrehung gemittelte Verteilung.

mit $a_y \neq 0$ betrieben wird, resultiert dadurch für die Spur eine Art Doppelkreis. Als Resultat werden die Bohrungen stark asymmetrisch. Es ist daher von großer Wichtigkeit, insbesondere alle Dejustierungen mit 360° -Symmetrie sorgfältig zu vermeiden.

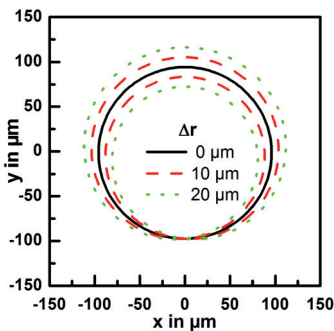


Bild 5.16: Bei lateraler Linsenverschiebung um Δr (hier die erste Linse) resultieren bei einer ganzen Umdrehung des Teleskops doppelkreisartige Spuren.

Bild 5.16 zeigt diese Doppelkreisform anhand der vom Zentralstrahl des Strahlenbündels überstrichenen Spur in der Fokusebene exemplarisch für ausgewählte laterale Linsenverschiebungen. Für die Rechnung wurde wiederum der optische Aufbau aus Bild 5.6 mit den zu Beginn des Unterkapitels 5.2.4.3 gegebenen Brennweiten und Abständen verwendet. Als primärer Strahlwinkel wurde $a_y = 0,5^\circ$ gewählt. Die Berechnung selbst wurde mit einem selbstimplementierten strahlenoptischen Rechenprogramm durchgeführt. Weil für die hier untersuchte Konfiguration $f \approx f_L$ gilt, ist der Maximalabstand der Doppelkreise in etwa $2\Delta r$. Die Ausrichtung der Doppelkreise in der Fokusebene wird durch die Richtung der Strahlverkipfung, hier $a_y \neq 0$, festgelegt.

5.2.4.5 Nachweis der Funktionalität

Wegen der vielversprechenden Eigenschaften des neuen Konzeptes wurde ein Prototyp zur Durchführung von Bohrexperimenten aufgebaut (Bild 5.17). Dazu wurden justierbare Linsenhalterungen konstruiert und im IFSW gefertigt. Für die Rotation wurde das Teleskop in einen Hohlwellenmotor eingebaut, der eine Rotationsgeschwindigkeit von bis zu 6000 U/min ermöglicht. Die Einstellung von Wendelradius und Anstellwinkel geschieht durch elektrisch steuerbare Spiegel, die zur Sicherstellung der notwendigen Stabilität und Genauigkeit mit einer Regelung⁹ gekoppelt sind. Durch Detektion von Strahlwinkel und Strahlversatz werden dadurch die Strahlparameter vor dem Durchlaufen des Teleskops stabilisiert. Das hat insbesondere Vorteile, wenn sich die Eingangsstrahlparameter verändern, was etwa durch eine möglicherweise notwendige Neujustage des Strahlenganges oder durch langsame Pointinginstabilitäten der Laserstrahlquelle verursacht sein kann.

Bild 5.18 zeigt exemplarisch einen Austritt einer in CrNi Stahl hergestellten Bohrung. Für den Bohrprozess kam ein Ultrakurzpulslaser mit einer Pulsdauer von etwa 10ps bei einer Wellenlänge von 532nm zum Einsatz. Wie erhofft erlaubt das Zylinderlin-

⁹TEM Messtechnik „Aligna“ System

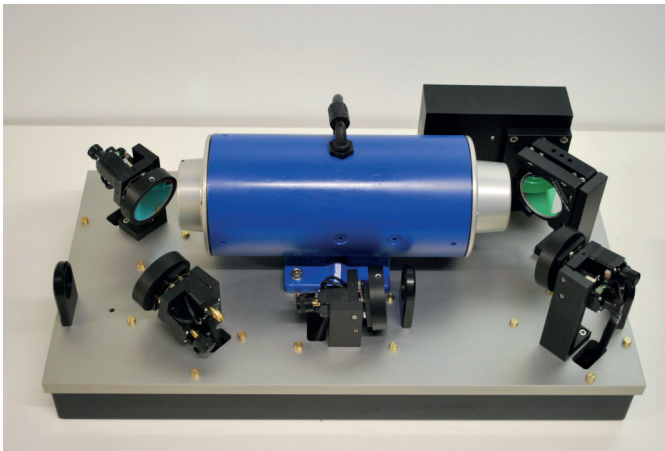


Bild 5.17: Prototyp der auf Zylinderlinsen basierenden Bohroptik (ohne Fokussiereinheit). Das rotierende Zylinderlinsenteleskop ist in einen Hohlwellenmotor eingebaut. Die Spiegel sind einzeln elektrisch ansteuerbar. Die Detektion von Strahlposition und Strahlwinkel (schwarze Box) erlaubt die geregelte Einstellung der Bohrparameter.

senkonzept¹⁰ die Erzeugung von Bohrungen mit ausgezeichneter Kreisförmigkeit. Bild 5.19 zeigt elektronenmikroskopische Aufnahmen des Bohrlocheintritts und -austritts. Der Bohrlocheintritt zeigt eine scharfkantige Form und nur geringe Schmelzerückstände.

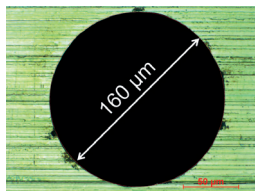
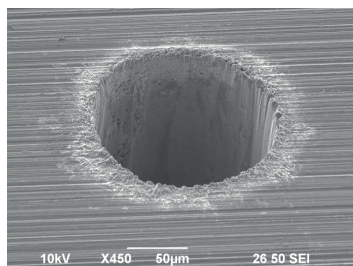


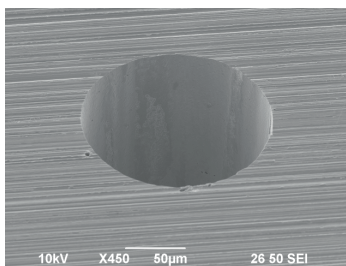
Bild 5.18: Bohrlochaustritt in Stahl mit sehr guter Kreisförmigkeit.

Ein Bohrgrat ist nach Prozessende nicht zurückgeblieben, wobei außer einer Reinigung im Ultraschallbad keinerlei Nachbearbeitungsschritte durchgeführt werden mussten. Der Bohrlochaustritt zeigt eine nahezu perfekte Form ohne jegliche Ablagerungen oder Ausbrüche. Aufgrund der sehr guten Ergebnisse mit dem hier verwendeten Prototyp wurde eine auf diesem Konzept basierende Bohroptik unter dem Namen „GL.trepan“ vom auf Lasermikrobearbeitung spezialisierten Anlagenbauer *GFH GmbH* realisiert. Die GL.trepan ist bereits als Bohroption für die von der GFH GmbH produzierten Mikrobearbeitungsanlagen erhältlich.

¹⁰Für die Lasermesse in München wurde der etwas griffigere Name „Taifun“ verwendet.



(a) Eintritt



(b) Austritt

Bild 5.19: REM-Aufnahme einer 500µm tiefen Bohrung mit einem Durchmesser von 160µm in Stahl, die mit dem Zylinderlinsenkonzept hergestellt wurde. Als Strahlquelle kam ein UKP-Laser mit einer Pulsdauer von 10 ps und einer Wellenlänge von 532 nm zum Einsatz. Bohrlocheintritt und -austritt zeigen sehr gute Qualität.

5.3 Materialbearbeitung mit Axikon

Im Gegensatz zu den vorhergehenden Kapiteln, welche vorrangig dem Laserbohren gewidmet waren, steht in diesem Kapitel das Laserabtragen im Vordergrund. Das Besondere an den hier dargestellten theoretischen und experimentellen Untersuchungen ist die Verwendung des für die Materialbearbeitung ungewöhnlichen optischen Elements *Axikon* zur „Fokussierung“. Zunächst werden die Untersuchungen motiviert, gefolgt von theoretischen Rechnungen zur Auswahl eines geeigneten Axikons und der notwendigen Laserparameter. Es werden handliche Ausdrücke angegeben, welche bei der Auswahl von geeigneten Axikons hilfreich sind. Das Kapitel endet mit der Darstellung von experimentellen Versuchsergebnissen, welche eine befriedigende Übereinstimmung mit den Vorhersagen der analytischen Formeln zeigen.

Laseroberflächenabtrag ist eine industriell eingesetzte Technik mit vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten. Von Oberflächenabtrag wird hier gesprochen, wenn das Aspektverhältnis (Strukturbreite/Strukturtiefe) der erzeugten Strukturgeometrie kleiner als eins ist. Unter diesen Umständen spielen geometriebedingte Mehrfachreflexionen der eingekoppelten Strahlung eine eher untergeordnete Rolle, was in Abschnitt 4.2.2 ausführlich diskutiert wird. In diesem Sinne kann auch das Laserabtragen dünner Schichten, das beispielsweise bei der Herstellung von Solarzellen vorkommt, als Oberflächenabtrag bezeichnet werden. Mittels ultrakurzer Laserpulse können Metalloberflächen nahezu frei von Schmelzeablagerungen und Aufwürfen strukturiert werden, sodass auf nachgelagerte Prozessschritte verzichtet werden kann. Wegen der großen Fortschritte hinsichtlich der mittleren Leistung dieser Strahlquellen können solche Strukturen in zunehmendem Maße auch bei größeren Abtragsvolumina ($\gg 1 \text{ mm}^3$) wirtschaftlich hergestellt werden.

In der Praxis wird die Relativbewegung zwischen Laserstrahlung und Bauteil entweder durch Bewegung des Bauteils oder durch Ablenkung des Strahls mittels Scannersystemen realisiert. Ersteres hat Vorteile bei großen Verfahrenswegen und sehr hohen Anforderungen an die Präzision, letzteres ermöglicht sehr große Verfahrensgeschwindigkeiten, eine sehr große Flexibilität und macht oftmals teure Achssysteme entbehrlich.

Bei der Bestrahlung des Materials mit Laserstrahlung werden materialabhängige Abtragsschwellen beobachtet. Im Idealfall wird das Material durch den Laserpuls nur in Bereichen des Strahlprofils entfernt, in denen die lokale Fluenz oberhalb der Schwellfluenz liegt, und bleibt sonst unbeschädigt¹¹. Prinzipiell kann die Pulsenergie derart reduziert werden, dass nur ein kleiner Bereich im Strahlprofil (um das Fluenzmaximum)

¹¹Nicht ideales Verhalten soll hier nicht Gegenstand der Diskussion sein.

oberhalb der Abtragsschwelle liegt. Mit dieser Methode kann die abgetragene Strukturgröße theoretisch beliebig verkleinert werden. Allerdings wird in diesem Fall der Gradient der Fluenzverteilung am Ort der Abtragsschwelle beliebig klein, was einerseits keine scharfkantigen Strukturen zur Folge hat und andererseits hohe Anforderungen an die Einhaltung von Pulsenergie und axiale Fokusslage stellt. Die kleinsten praktikabel mit Laser herstellbaren Strukturgrößen liegen daher bei Verwendung von gaußförmigen Fokussen typischerweise in der Dimension des Fokusbereichs. In paraxialer Näherung¹² folgt der Fokusbereich bei gegebener Fokussierung unmittelbar aus dem Strahlparameterprodukt [38]

$$d_f = 2w_0 = M^2 \frac{2\lambda}{\vartheta \cdot \pi} \quad (5.31)$$

mit der Beugungsmaßzahl M^2 und dem halbseitigen Divergenzwinkel ϑ im Fernfeld. An der Gültigkeitsgrenze der paraxialen Näherung ist der Fokusbereich im Fundamentalmode somit in etwa $2,4 \cdot \lambda$, was auch bei Lichtwellenlängen von etwa $1 \mu\text{m}$ zweifellos sehr kleine Abtragsstrukturen ermöglicht. Aus (5.31) folgt mit der Definition der Rayleighlänge unmittelbar [38]

$$z_R = \frac{d_f}{2\vartheta} = \frac{\pi}{4\lambda \cdot M^2} d_f^2. \quad (5.32)$$

Besitzt der Fokus daher eine Ausdehnung von wenigen Wellenlängen, so ist auch die Rayleighlänge nur wenige Wellenlängen groß. Derartige Anforderungen an die Genauigkeit der axialen Fokusslage stellen im industriellen Umfeld eine große Herausforderung dar, der eigentlich nur durch eine aufwendige aktive Regelung der Fokusslage begegnet werden kann.

Die Existenz von materialspezifischen Abtragsschwellen eröffnet allerdings durchaus die Möglichkeit, sehr kleine Abtragsstrukturen bei gleichzeitig großem Gradient der Fluenz am Abtragsrand und vergleichsweise großer Schärfentiefe zu erzeugen. Dazu können speziell angepasste Strahlprofile verwendet werden, beispielsweise Bessel-Strahlprofile, die so gewählt werden, dass nur ein kleiner Teil des Profils eine Fluenz oberhalb der Abtragsschwelle besitzt. Derartige Strahlprofile wurden bereits erfolgreich für das Bohren kleiner Löcher verwendet [62, 63].

Eine besonders einfache Möglichkeit, einen gaußartigen Laserstrahl in eine Art von Besselstrahl zu transformieren, ist die Verwendung eines Axikons anstatt einer Linse zur „Fokussierung“. Ein Axikon ist ein relativ junges optisches Element (1954), das normalerweise einem aus Glas gefertigten Kreiskegel entspricht [64]. Es gibt zahlreiche

¹²Diese Näherung ist in etwa bis zu Winkeln von $\vartheta_{\text{max}} = 15^\circ \triangleq \frac{\pi}{12}$ gültig.

Realisierungs- und Kombinationsmöglichkeiten mit anderen optischen Elementen [65], etwa um ringförmige Intensitätsverteilungen zu generieren.

Die besondere optische Eigenschaft des idealen Axikons besteht darin, alle Strahlen eines zur optischen Achse parallelen Strahlenbündels betragsmäßig um den gleichen Winkel zu brechen. In strahlenoptischer Betrachtungsweise schneiden sich die Strahlen dann auf der optischen Achse (Bild 5.20).

5.3.1 Theoretischer Hintergrund

Zur theoretischen Beschreibung des elektrischen Feldes hinter einem mit einem Laguerre-Gauß-Mode bestrahlten idealen dünnen Axikon wurden analytische Ausdrücke von Jarrutis et. al. angegeben [66]. Einige der im Folgenden angegebenen Ausdrücke basieren direkt auf diesen Gleichungen. Wird ein fundamentaler Gaußstrahl mit der Intensitätsverteilung

$$I(r) = I_0 \exp(-2r^2/w^2) \quad (5.33)$$

mit einem idealen dünnen Axikon fokussiert, so resultiert hinter dem Axikon die Intensitätsverteilung

$$I(r, w) = \frac{\pi I_0 \beta_0 w}{2} \left\{ [(F_1(r/w) + F_2(r/w)) J_0(r\beta_0)]^2 + [(F_1(r/w) - F_2(r/w)) J_1(r\beta_0)]^2 \right\}. \quad (5.34)$$

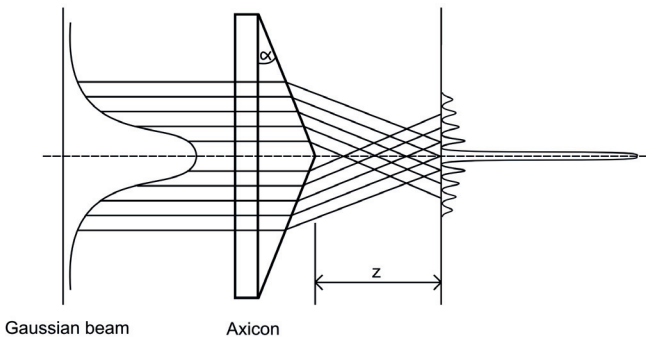


Bild 5.20: Parallele Lichtstrahlen erhalten durch ein ideales Axikon betragsmäßig den gleichen Winkel zur optischen Achse.

Dabei sind J_0 und J_1 Besselfunktionen erster Art der Ordnung 0 und 1, $r \in \mathbb{R}_+$ die radiale Koordinate, w der Radius des einfallenden fundamentalen Gaußstrahls, I_0 dessen zentrale Intensität und $\beta_0 = 2\pi(n_a - 1)\alpha/\lambda$. Der Axikonwinkel α ist nach Bild 5.20 definiert¹³, λ die Wellenlänge und n_a der Brechungsindex des Axikonmaterials. Die Hilfsfunktionen F_1 und F_2 sind durch

$$F_1(r/w) = (z_0 + r/w)^{1/2} \exp\left[-(z_0 + r/w)^2\right] \quad (5.35)$$

$$F_2(r/w) = (z_0 - r/w)^{1/2} \exp\left[-(z_0 - r/w)^2\right] \Theta(z_0 - r/w) \quad (5.36)$$

definiert, wobei $z_0 = \alpha(n_a - 1)z/w$ gilt. Die Größe z beschreibt den Abstand zwischen Axikon und der Betrachtungsebene, Θ stellt die Heaviside-Stufenfunktion dar.

Der Übergang von der Intensitätsverteilung zur Fluenzverteilung kann, wie in (A.26) gezeigt, mit

$$\Phi(r) = \frac{Q \cdot I(r)}{2\pi \int_0^\infty \tilde{r} \tilde{I}(\tilde{r}) d\tilde{r}}. \quad (5.37)$$

durchgeführt werden, wobei Q wiederum die Pulsenergie bezeichnet. Weil das ideale Axikon die (mittlere) Laserleistung nicht ändert, kann das Integral im Nenner von (5.37) über die einfallende Intensitätsverteilung (5.33) durchgeführt werden.

Somit folgt aus (5.34) die Fluenzverteilung

$$\Phi(r, w) = \frac{Q\beta_0}{w} \left\{ [(F_1(r/w) + F_2(r/w))J_0(r\beta_0)]^2 + [(F_1(r/w) - F_2(r/w))J_1(r\beta_0)]^2 \right\}. \quad (5.38)$$

In Bild 5.21 sind exemplarische Fluenzverteilungen bei typischen Eingangsstrahlparametern für zwei verschiedene Axikonwinkel dargestellt. Der zentrale Peak der Verteilung wird bei Verkleinerung der Wellenlänge oder Vergrößerung des Axikonwinkels schmaler.

Aus (5.38) folgt für die Fluenz des zentralen Peaks unmittelbar

$$\Phi_{pk}(z) = \frac{4Q\beta_0 z_0(z)}{w} \exp(-2z_0(z)^2), \quad (5.39)$$

wobei diese den Maximalwert

$$\Phi_{pk}^{\max} = \frac{2Q\beta_0}{w\sqrt{e}} \quad (5.40)$$

¹³Die Definition des Axikonwinkels ist nicht einheitlich.

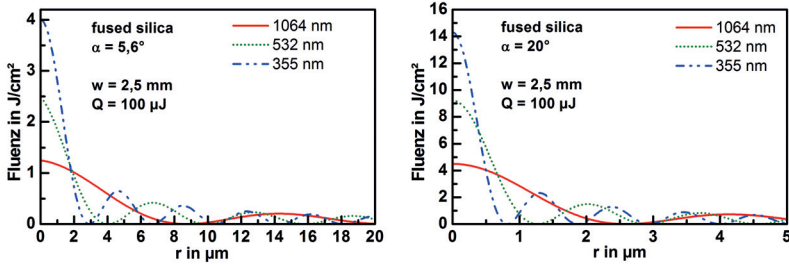


Bild 5.21: Berechnete Fluenzverteilungen bei Fokussierung mit einem idealen Axikon (Quarzglas) für typische Wellenlängen in der Ebene mit maximaler Spitzenfluenz.

im Abstand

$$z^{\max} = \frac{w}{2\alpha(n_a - 1)} \quad (5.41)$$

vom Axikon annimmt.

Für die Materialbearbeitung ist besonders der Bereich um den zentralen Peak interessant, der typischerweise nur eine Ausdehnung von maximal einigen zehn Mikrometern besitzt. Daher gilt normalerweise $r/w \ll z_0$, sodass (5.38) in diesem Bereich in sehr guter Näherung durch

$$\Phi(r, w, z) = \Phi_{pk}(z) J_0^2(r\beta_0) \quad (5.42)$$

genähert werden kann. Wird die Pulsenergie so gewählt, dass die Abtragsschwelle des Materials in etwa auf halber Höhe der Maximalfluenz des zentralen Peaks liegt, kann die Breite der Abtragsspur einfach abgeschätzt werden. In diesem Fall kann dafür näherungsweise die laterale Distanz bis zur ersten Nullstelle der Besselfunktion $J_0(r\beta_0)$ verwendet werden. Aus dieser Überlegung resultiert unmittelbar

$$d_{abl} \simeq \frac{1.2\lambda}{\pi(n_a - 1)\alpha}. \quad (5.43)$$

Aus (5.40) und (5.43) kann die dafür benötigte Pulsenergie berechnet werden. Es gilt

$$\tilde{Q} = \frac{w\sqrt{e}\Phi_S d_{abl}}{4.8}, \quad (5.44)$$

wobei Φ_S für die Abtragsschwellfluenz des zu bearbeiteten Materials steht.

Wie man aus (5.42) ablesen kann, ist das Fluenzprofil bei der Propagation proportional zur an dieser z-Position vorherrschenden Maximalfluenz. Insbesondere auch die Breite des zentralen Peaks bleibt daher unverändert, selbst bei Variation des Strahldurchmessers des einfallenden Strahls. Aus dieser Eigenschaft resultiert die bemerkenswerte

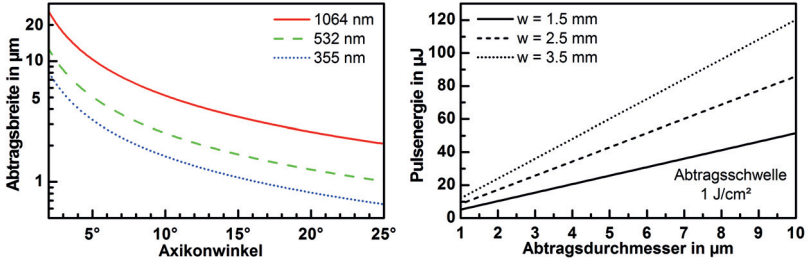


Bild 5.22: Berechnete Werte für typische Abtragsdurchmesser nach (5.43) für ein ideales Axikon (Suprasil), sowie für drei Strahlradian nach (5.44) berechnete Pulsenergien.

„Schärfentiefe“ des mit dem Axikon erzeugten Strahls, die typischerweise Hunderte Mal größer sein kann als die bei herkömmlicher Fokussierung charakteristische Rayleighlänge. Allerdings muss dafür auch eine vergleichsweise große Pulsenergie verwendet werden, was für ausgewählte Parameter in Bild 5.22 dargestellt ist. Hierbei wurde allerdings auch eine bei ultrakurzen Laserpulsen extrem hohe Abtragsschwelle von 1 J/cm^2 angenommen. Durch Verkleinerung des Strahldurchmessers des einfallenden Strahls kann die notwendige Pulsenergie verringert werden, sofern die Spitze des Axikons gut genug gefertigt wurde.

5.3.2 Reales Axikon

Bei realen Axikons weicht die Geometrie natürlich in gewisser Weise von der idealen Form ab. Zwar können beim Glasaxikon die optischen Oberflächen durchaus in hoher Qualität hergestellt werden, die Axikonspitze ist jedoch normalerweise nicht ideal spitz.

Beispielsweise zeigt die mit einem Profilometer gemessene Geometrie des für Experimente verwendeten Axikons ($\alpha = 5.6^\circ$) eine deutliche Verrundung im Bereich der Spitze. Erst ab einem radialen Abstand von etwa 1 mm fällt die Form mit derjenigen für ein ideales Axikon zusammen (Bild 5.23). In Zylinderkoordinaten kann die Geometrie in guter Näherung durch

$$\Delta(r) = \begin{cases} -0.083r^2 + 0.023r^3 & , 0 \leq r \leq 1 \text{ mm}, \\ 0.038 - 0.098r & , r > 1 \text{ mm}, \end{cases} \quad (5.45)$$

beschrieben werden. Dadurch ist für die Intensitätsverteilung, insbesondere bei kleinen Abständen vom Axikon, mit deutlichen Abweichungen von den Vorhersagen der analytischen Ausdrücke zu rechnen. Ist das Axikon „dünn“, kann die elektrische Feldstärke

(in paraxialer Näherung) in skalarer Wellenoptik durch das Integral [67]

$$E(r_2, d) = \frac{2\pi i}{\lambda} e^{-2\pi i d/\lambda} \int \frac{\tilde{E}(r_1, 0)}{d} e^{-i\pi(r_1^2 + r_2^2)} J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda d} r_1 r_2\right) r_1 dr_1. \quad (5.46)$$

berechnet werden¹⁴. Die Feldstärke des einfallenden Feldes am Ort des Axikons ist durch $\tilde{E}(r_1, 0)$ bezeichnet, r_2 ist die radiale Koordinate der berechneten Feldstärke im Abstand d vom Axikon.

Unmittelbar nach Durchlaufen des dünnen Axikons ist die Feldstärke durch

$$\tilde{E}(r, 0) = E_0 e^{-(r/w)^2 - i\varphi(r)}, \quad \varphi(r) = \frac{2\pi n_a}{\lambda} \Delta(r) \quad (5.47)$$

gegeben, weil das Feld direkt hinter einem dünnen optischen Element bis auf einen Phasenfaktor $\varphi(r)$ mit dem einfallenden Feld übereinstimmt [68]. Der Phasenfaktor ergibt sich für das Axikon unmittelbar aus (5.45).

In Bild 5.23 ist exemplarisch der unter Verwendung dieser Gleichungen berechnete Verlauf der Maximalfluenz entlang der Strahlausbreitung im Vergleich zur Lösung für das ideale Axikon dargestellt. Die verrundete Spitze bewirkt ein oszillierendes Verhalten für geringe Abstände vom Axikon, bei größeren Abständen konvergiert die Lösung erwartungsgemäß gegen die analytische Lösung.

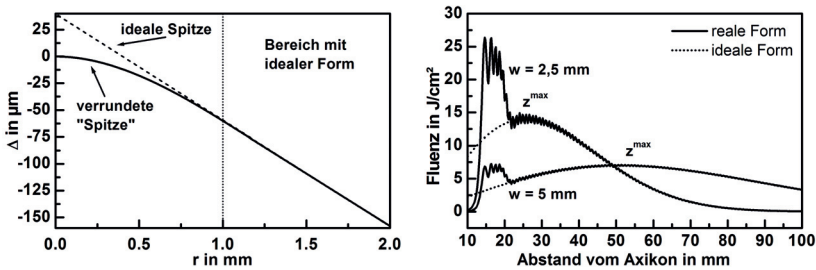


Bild 5.23: Links: Vergleich der gemessenen Axikongeometrie mit der idealen Form im Bereich der Spitze. Rechts: Vergleich der mit (5.39) bzw. (5.46) berechneten Spitzenfluenz entlang der Strahlpropagation für die ideale und die reale Axikongeometrie für zwei verschiedene Strahlradien. Die weiteren Rechenparameter sind $\alpha = 5,6^\circ$, $n = 1,50$, $Q = 1$ mJ, $\lambda = 1064$ nm. Bis zu einem Abstand von etwa 25 mm bewirkt die verrundete Spitze ein oszillierendes Verhalten.

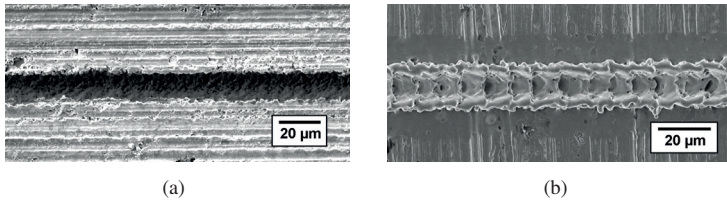


Bild 5.24: Exemplarische Abtragsergebnisse bei Verwendung eines Axikons mit $\alpha = 5,6^\circ$. Links: Si_3N_4 ; Pulsdauer 6 ps, Repetitionsrate 206 kHz, Wellenlänge 1030 nm, Vorschub 35 mm/s, Pulsenergie 126 μJ . Rechts: Edelstahl; Pulsdauer 20 ns, Repetitionsrate 4 kHz, Wellenlänge 1047 nm, Vorschub 2,5 mm/s, Pulsenergie 1,2 mJ.

5.3.3 Experimentelle Ergebnisse

Anhand einiger einfacher Experimente wurde die Eignung von Axikons zur Oberflächenstrukturierung überprüft. Die meisten Experimente wurden mit einem Quarzglas-Axikon mit $\alpha = 5,6^\circ$ durchgeführt, für besonders kleine Strukturgrößen kam auch ein Axikon mit $\alpha = 20^\circ$ zum Einsatz. In Bild 5.24 sind exemplarisch so erzeugte Oberflächenstrukturen in Edelstahl 1.4301 (mit ns-Laser strukturiert) und Si_3N_4 Keramik (mit ps-Laser strukturiert) dargestellt. Die verwendeten Bearbeitungsparameter sind nicht für optimale Prozessgeschwindigkeit oder -qualität optimiert. Bild 5.25 zeigt einen Ausschnitt einer Abtragsspur, bei der der Abstand zwischen Axikon und Werkstück während des Werkstückvorschubs um mehrere Millimeter verändert wurde. Erwartungsgemäß ist das Abtragsergebnis extrem unempfindlich gegenüber diesen Abstandvariationen. 0, 13 J/cm² bei Si_3N_4 (Pulsdauer 6 ps) eingesetzt. In Bild 5.26 sind sowohl mikroskopisch gemessene als auch mittels (5.46) berechnete Abtragsspurbreiten aufgetragen. Sowohl die besonders großen Strukturbreiten für kleine Arbeitsabstände als auch die

¹⁴Dieses Integral kann leicht numerisch integriert werden. Dazu bietet es sich an, alle komplexen Größen in der Form $a + i \cdot b$ auszuschreiben und Real- und Imaginärteil mit einem Standardverfahren getrennt zu integrieren.



Bild 5.25: Ausschnitt einer Lasernut in Stahl bei Variation des Abstandes des Axikons zum Werkstück. Die Bearbeitungsparameter entsprechen denen aus Bild 5.24.

vom Arbeitsabstand nahezu unabhängige Strukturbreite für größere Distanzen werden mit befriedigender Genauigkeit beschrieben. Als Abtragsschwelle wurde in der Rechnung $2,3 \text{ J/cm}^2$ für den Vergleich bei Stahl (Pulsdauer 20 ns) und 0, 13 J/cm^2 bei Si_3N_4 (Pulsdauer 6 ps) eingesetzt.

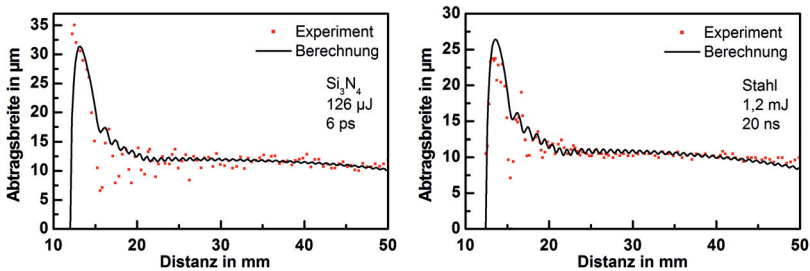


Bild 5.26: Vergleich der berechneten Nutbreite für verschiedene Abstände des Axikons vom Werkstück mit experimentellen Daten.

Es ist bemerkenswert, wie wenig sich die Spurbreite von etwa $12 \mu\text{m}$ im Intervall von 25 mm bis 50 mm, also über eine Distanz von 25 mm, verändert. Bild 5.27 zeigt besonders schmale Strukturen in Stahl, die mit einem Axikon mit $\alpha = 20^\circ$ und einer Laserpulsdauer von 10 ps erzeugt wurden. Die Strukturbreite beträgt hier lediglich etwa 700 nm und ist somit nur unwesentlich größer als die verwendete Lichtwellenlänge von 532 nm . Obwohl die Energieausnutzung bei der Verwendung der Axikonfokussierung gering ist, reichten zur Erzeugung der Spuren - in Übereinstimmung mit (5.44) - Pulsenergien von wenigen Mikrojoule aus.

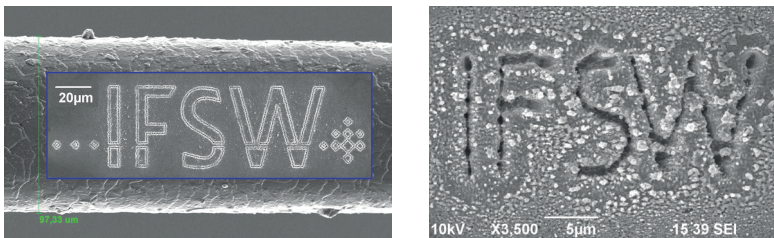


Bild 5.27: Laserbeschriftung in Stahl mit einem Quarzglas-Axikon mit $\alpha = 20^\circ$, einer Wellenlänge von 532 nm , einer Pulsdauer von 10 ps bei einem Arbeitsabstand von 7 mm. Die Abtragsbreite beträgt etwa 700 nm . Links: Vergleich der Schriftgröße mit einem menschlichen Haar ($\varnothing 100 \mu\text{m}$). Rechts: Buchstaben mit einer Höhe von $15 \mu\text{m}$.

Anhang

A.1 Stetigkeitsbedingungen

Eine zentrale Fragestellung bei der mathematischen Herleitung der Fresnel-Gleichungen ist das Verhalten der Felder **E** und **D** respektive **B** und **H** zu beiden Seiten einer Grenzfläche zwischen zwei Medien. In Bild A.1 ist eine solche Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlichem komplexen Brechungsindex \bar{n}_1 und \bar{n}_2 dargestellt. Für die Herleitung des Verhaltens der tangentialen Feldkomponenten wird üblicherweise ein rechteckiges Flächenelement S mit einer Länge δs und einer Breite δh betrachtet, welches zu einem Teil im Medium 1 und zu einem anderen Teil in Medium 2 verläuft [3]. Die Normalenrichtung des Flächenelementes zeige im Bild A.1 aus der Papierebene heraus und sei mit **b** bezeichnet, die Normalenrichtung der Grenzfläche mit \mathbf{n}_G . Bei der Berechnung wird der *Satz von Stokes* verwendet. Dieser Satz lautet in der hier benötigten Form explizit

$$\iint_S \text{rot} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{b} = \oint_{\partial S} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}, \quad (\text{A.1})$$

wobei **F** ein Vektorfeld, S eine Fläche mit Normalenvektor **b** und ∂S die geschlossene Randlinie des Flächenelementes bedeuten.

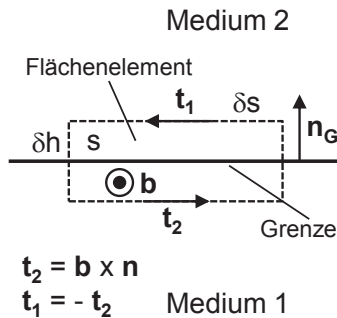


Bild A.1: Herleitung der Stetigkeitsbedingen der Tangentialkomponenten von **E** und **H**.

Betrachten wir die Maxwellgleichung (2.3)

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}. \quad (\text{A.2})$$

Offenbar kann der Satz von Stokes direkt angewendet werden, um das Flächenintegral über das Flächenelement S in ein Integral über den Rand des Flächenelementes umzuwandeln

$$\iint_S \operatorname{rot} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{b} = \oint_{\partial S} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = - \iint_S \dot{\mathbf{B}} \cdot d\mathbf{b}. \quad (\text{A.3})$$

Das Flächenelement sei von derart geringer Ausdehnung, dass das \mathbf{E} -Feld in den jeweiligen Gebieten konstante Werte $\mathbf{E}^{(1)}$ und $\mathbf{E}^{(2)}$ besitzt. Das Integral kann dann trivial gelöst werden, es resultiert

$$\mathbf{E}^{(1)} \cdot \mathbf{t}_1 \delta s + \mathbf{E}^{(2)} \cdot \mathbf{t}_2 \delta s + \text{Beiträge der Enden} = - \iint_S \dot{\mathbf{B}} \cdot d\mathbf{b}. \quad (\text{A.4})$$

Bei der Integration entlang des geschlossenen Pfades werden die Linienstücke mit der Länge δs einmal entlang des Richtungsvektors \mathbf{t}_1 und auf der anderen Seite des Rechtecks in Richtung $\mathbf{t}_2 = -\mathbf{t}_1$ durchlaufen. Der Richtungsvektor \mathbf{t}_1 steht zudem senkrecht auf dem Normalenvektor der Grenzfläche \mathbf{n}_G und der Normalenrichtung \mathbf{b} , sodass er sich aus dem Kreuzprodukt dieser beiden Richtungen ergibt. Mit $\mathbf{t}_1 = \mathbf{b} \times \mathbf{n}_G$ wird die Gleichung daher zu

$$\left[(\mathbf{b} \times \mathbf{n}_G) \cdot (\mathbf{E}^{(2)} - \mathbf{E}^{(1)}) \right] \delta s = - \iint_S \dot{\mathbf{B}} \cdot d\mathbf{b}. \quad (\text{A.5})$$

Betrachten wir den Grenzfall einer gegen Null gehenden Breite des rechteckigen Flächenelements, nach Bild A.1 also $\delta h \rightarrow 0$. Dieser Grenzübergang ist sinnvoll, da wir uns speziell für die Änderung des Felds beim Durchgang durch die Grenzfläche interessieren. Das $\dot{\mathbf{B}}$ -Feld sei innerhalb des Flächenelementes beschränkt, besitzt also keine Unendlichkeitsstelle. Dann geht für $\delta h \rightarrow 0$ die rechte Seite der Gleichung gegen Null, da die Fläche des Integrationsgebietes gegen Null geht und der Integrand $\dot{\mathbf{B}}$ beschränkt ist. Es folgt

$$\left[(\mathbf{b} \times \mathbf{n}_G) \cdot (\mathbf{E}^{(2)} - \mathbf{E}^{(1)}) \right] \delta s = 0. \quad (\text{A.6})$$

Teilt man beide Seiten der Gleichung durch δs und nutzt die Eigenschaft des Spatproduktes $(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c} = \mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c})$, wird die Gleichung zu

$$\mathbf{b} \cdot \left[\mathbf{n}_G \times (\mathbf{E}^{(2)} - \mathbf{E}^{(1)}) \right] = 0. \quad (\text{A.7})$$

Weil die Richtung \mathbf{b} des Rechtecks beliebig gewählt werden kann, muss der Ausdruck in den eckigen Klammern für sich alleine bereits verschwinden. Somit folgt das Endergebnis

$$\mathbf{n}_G \times (\mathbf{E}^{(2)} - \mathbf{E}^{(1)}) = 0, \quad (\text{A.8})$$

$$\mathbf{n}_G \times \mathbf{E}^{(1)} = \mathbf{n}_G \times \mathbf{E}^{(2)}. \quad (\text{A.9})$$

Die Tangentialkomponenten $\mathbf{n}_G \times \mathbf{E}$ des elektrischen Feldes sind daher beim Durchgang durch die Grenzfläche stetig.

Aufgrund der zu (A.2) sehr ähnlichen Struktur der Maxwellgleichung (2.4)

$$\text{rot} \mathbf{H} = \dot{\mathbf{D}} + \mathbf{j} \quad (\text{A.10})$$

kann die gleiche Argumentationskette auch für die magnetische Feldstärke \mathbf{H} angewendet werden. Als einziger Unterschied tritt hier ein zusätzlicher Summand für die Stromdichte \mathbf{j} auf. In Analogie zu (A.5) lautet die Gleichung in diesem Fall

$$\left[(\mathbf{b} \times \mathbf{n}_G) \cdot (\mathbf{H}^{(2)} - \mathbf{H}^{(1)}) \right] \delta s = \iint_S (\dot{\mathbf{D}} + \mathbf{j}) \cdot d\mathbf{b}. \quad (\text{A.11})$$

Sowohl die zeitliche Ableitung der elektrischen Flussdichte $\dot{\mathbf{D}}$ als auch die Stromdichte \mathbf{j} seien innerhalb des Integrationsgebietes beschränkt. Mit der gleichen Argumentation und den gleichen Rechenschritten wie oben beim \mathbf{E} -Feld kann hieraus die Grenzbedingung für das \mathbf{H} -Feld gefunden werden. Wegen

$$\mathbf{n}_G \times (\mathbf{H}^{(2)} - \mathbf{H}^{(1)}) = 0, \quad (\text{A.12})$$

ist daher auch die tangentiale Komponente des \mathbf{H} -Feldes beim Durchgang durch eine Grenzfläche stetig.¹

A.2 Zwischenrechnung zur Oberflächenimpedanz

Die Maxwellgleichungen der ebenen Welle lauten

$$\text{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = i\omega \mu_r \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \quad (\text{A.13})$$

$$\text{rot} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = -i\omega \tilde{\epsilon}_r \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (\text{A.14})$$

Es sei ohne Beschränkung der Allgemeinheit die Grenzfläche des Mediums als x/y-Ebene gewählt. Die Flächennormale \mathbf{n} , die in das absorbierende Medium hineinzeigt,

¹Bei geladenen Leitern befinden sich alle überschüssigen Ladungsträger innerhalb einer nur wenige Angström dicken Schicht, was als *Oberflächenladungsdichte* und *Oberflächenstromdichte* aufgefasst werden kann. In diesem Fall ist die Antwort auf die Frage, ob die tangentiale Komponente des \mathbf{H} -Feldes beim Durchgang durch die Grenzfläche stetig ist oder nicht, abhängig von der in der Überlegung minimal zugelassenen Breite δh des Integrationsgebietes. Bei der Absorption von Licht in einem Leiter erstreckt sich die Eindringung der Welle, gegeben durch (2.46), typischerweise über einige Nanometer und damit einige Zehn Atomlagen. Die durch die Absorption hervorgerufene Stromdichte ist daher keine Oberflächenstromdichte sondern eine Volumenstromdichte und (A.12) ist erfüllt.

ist dann die z-Richtung. In einem stark absorbierenden Medium verändert sich die elektrische und magnetische Feldstärke entlang der Richtung der Flächennormalen deutlich schneller als tangential zur Oberfläche. Deswegen ist die Ableitung der Felder in Richtung der Flächennormalen betragsmäßig wesentlich größer als tangential zur Oberfläche. Werden die Ableitungen in tangentialer Richtung (also Richtungen in der x/y-Ebene) gegenüber den Ableitungen in Normalrichtung vernachlässigt, ergibt sich

$$\text{rot } \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{\partial}{\partial z} E_y \\ \frac{\partial}{\partial z} E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z \\ \frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} -\frac{\partial}{\partial z} E_y \\ \frac{\partial}{\partial z} E_x \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

Nach Einsetzen der ebenen Welle

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{E}} e^{i\left(\frac{\omega \bar{n}}{c} \bar{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{r} - \omega t\right)} \quad (\text{A.16})$$

ergibt sich für die tangentialen Komponenten der Rotation des \mathbf{E} -Feldes

$$(\text{rot } \mathbf{E})_t = i \frac{\omega \bar{n}}{c} \bar{s}_z \begin{pmatrix} -\tilde{E}_y \\ \tilde{E}_x \\ 0 \end{pmatrix} e^{i\left(\frac{\omega \bar{n}}{c} \bar{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{r} - \omega t\right)} = i \frac{\omega \bar{n}}{c} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \bar{s}_z \end{pmatrix} \times \mathbf{E}_t(\mathbf{r}, t). \quad (\text{A.17})$$

Die Richtung $\bar{\mathbf{s}} = (0, 0, \bar{s}_z)$ der genäherten Welle ist identisch mit der Richtung der Flächennormalen $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$, wegen $\bar{\mathbf{s}}^2 = 1$ gilt $\bar{s}_z = 1$. Wird (A.17) in (A.13) eingesetzt und \bar{n} sowie c durch deren Definitionen ersetzt, folgt für die tangentialen Komponenten der magnetischen Feldstärke

$$\mathbf{H}_t(\mathbf{r}, t) = -\sqrt{\frac{\varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_r}{\mu_0 \mu_r}} \mathbf{E}_t(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{n}. \quad (\text{A.18})$$

Werden die gleichen Rechenschritte auf die Rotation der magnetischen Feldstärke (A.14) angewendet, folgt

$$\mathbf{E}_t(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_r}} \mathbf{H}_t(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{n}. \quad (\text{A.19})$$

A.3 Brechungsindex von Luft

Der Brechungsindex von Luft kann für den Wellenlängenbereich von $0,2 \mu\text{m}$ bis $1,35 \mu\text{m}$ durch folgende empirische Formeln approximiert werden [69]:

$$n_{\text{Luft}}(T_C, \lambda, p) = 1 + \frac{n_{\text{Luft}}(15^\circ\text{C}, \lambda, p_0) - 1}{1 + \frac{\alpha}{1 + \alpha \cdot 15^\circ\text{C}}} \cdot \frac{p}{p_0} - \frac{413 \cdot 10^{-12} \text{Pa}^{-1} \cdot w}{1 + \alpha T_C}, \quad (\text{A.20})$$

mit

$$n_{\text{Luft}}(15^\circ\text{C}, \lambda, p_0) = 1 + 10^{-8} \left(6432,8 + \frac{2949810 \mu\text{m}^{-2} \cdot \lambda^2}{146 \mu\text{m}^{-2} \cdot \lambda^2 - 1} + \frac{25540 \mu\text{m}^{-2} \cdot \lambda^2}{41 \mu\text{m}^{-2} \cdot \lambda^2 - 1} \right).$$

Gleichung (A.20) beschreibt den Brechungsindex in Abhängigkeit von Lufttemperatur T_C (in Grad Celsius), Druck p (in Pa), Wellenlänge λ (in μm) und dem Partialdruck w von Wasserdampf (in Pa, verschwindet für trockene Luft). Für den Umgebungsdruck wird hier $p_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ und für den thermischen Ausdehnungskoeffizient von Luft $\alpha = 3,67 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ (bei 15°C) eingesetzt.

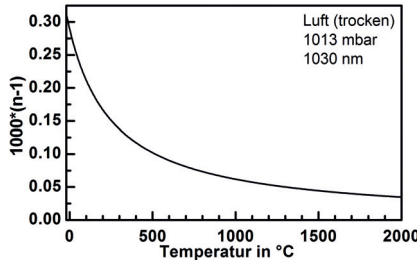


Bild A.2: Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von Luft. Eine Wellenlängenabhängigkeit existiert im sichtbaren Bereich nahezu nicht, daher gelten die Werte in sehr guter Näherung beispielsweise auch für 515 nm.

A.4 Intensität und Fluenz

Bei der Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen ist oftmals die lokale (absorbierte) Fluenz Φ entscheidend für den Abtragsprozess. Gepulste Laserstrahlung zeichnet sich durch eine zeitabhängige Intensitätsverteilung $I(r, t)$ aus. In vielen Fällen kann die Zeitabhängigkeit separiert werden

$$I(r, t) = I(r) \cdot f(t). \quad (\text{A.21})$$

Zwei in dieser Arbeit besonders wichtige Intensitätsverteilungen sind

$$I^{(\text{G})}(r) = I_0 \cdot e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad \text{Gauß-Grundmode,} \quad (\text{A.22})$$

$$I^{(\text{R})}(r) = I_0 \cdot \frac{4e w_0^2}{w^4(z)} r^2 e^{-\frac{4r^2}{w^2(z)}} \quad \text{Ringmode,} \quad (\text{A.23})$$

wobei der lokale Strahlradius $w(z)$ nach der Definition durch die zweiten Momente gewählt ist.

Wegen (A.21) kann die Fluenzverteilung aus der Intensitätsverteilung in einfacher Weise abgeleitet werden. In diesem Fall ist die Fluenzverteilung proportional zum zeitunabhängigen Teil der Intensitätsverteilung

$$\Phi(r) = \xi \cdot I(r). \quad (\text{A.24})$$

Integration über die Ortskoordinaten

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \tilde{r} \Phi(\tilde{r}) d\tilde{r} = 2\pi \xi \int_0^\infty \tilde{r} I(\tilde{r}) d\tilde{r} = Q \quad (\text{A.25})$$

liefert die gesamte Pulsenergie Q . Aus (A.24) und (A.25) folgt unmittelbar die Fluenzverteilung

$$\Phi(r) = \frac{Q \cdot I(r)}{2\pi \int_0^\infty \tilde{r} I(\tilde{r}) d\tilde{r}}. \quad (\text{A.26})$$

Aus den Verteilungen (A.22) und (A.23) folgt daher

$$\Phi^{(G)}(r) = \frac{2Q}{w^2(z)\pi} e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad \text{Gauß-Grundmode,} \quad (\text{A.27})$$

$$\Phi^{(R)}(r) = \frac{16Q}{w^4(z)\pi} r^2 e^{-\frac{4r^2}{w^2(z)}} \quad \text{Ringmode.} \quad (\text{A.28})$$

In Bild A.3 sind exemplarisch Graphen dieser Verteilungen gegenübergestellt. Bei gleichem Strahlradius $w(z)$ erfüllen die Maximalwerte der Verteilungen die Beziehung

$$\frac{\Phi_{(\max)}^{(G)}}{\Phi_{(\max)}^{(R)}} = \frac{\Phi^{(G)}(0)}{\Phi^{(R)}(w(z)/2)} = \frac{e}{2} \approx 1,36 \quad (\text{A.29})$$

und besitzen Schnittpunkte an den Stellen r_S , für die gilt

$$\frac{2r_S^2}{w^2(z)} e^{-\frac{2r_S^2}{w^2(z)}} \stackrel{!}{=} \frac{1}{4}. \quad (\text{A.30})$$

Die beiden Lösungen lauten näherungsweise $r_S^{(1)} = 0,42 w(z)$ und $r_S^{(2)} = 1,038 w(z)$. Der Anteil der Energie außerhalb der Kreisscheibe mit Radius $w(z)$ beträgt für das Gaußprofil etwa 13,4% und ist damit etwa 50% größer als beim Ringprofil (9%).

A.5 Strahlprofile für die Raytracingrechnungen

Für die Raytracingrechnungen wurden Strahlenbündel mit unterschiedlichen Intensitätsverteilungen verwendet. Dazu wird den Einzelstrahlen eine ortsabhängige Intensität zu-

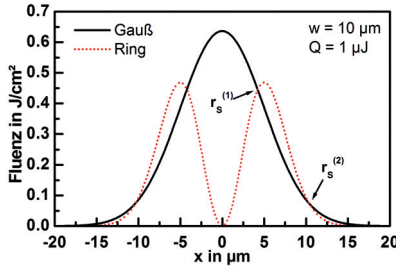


Bild A.3: Vergleich der Fluenzverteilungen von gaußförmigem und ringförmigem Strahlprofil bei einer Pulsenergie von 1 μJ und einem Strahlradius von 10 μm.

geordnet. Explizit wurden die Intensitätsverteilungen durch

$$I^{(\text{EW})}(r) = I_0 \quad \text{Ebene Welle} \quad (\text{A.31})$$

$$I^{(\text{G})}(r) = I_0 \cdot e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad \text{Gauß-Grundmode} \quad (\text{A.32})$$

$$I^{(\text{R})}(r) = I_0 \cdot \frac{4e w_0^2}{w^4(z)} r^2 e^{-\frac{4r^2}{w^2(z)}} \quad \text{Ringmode} \quad (\text{A.33})$$

definiert. Dabei sind I_0 der Maximalwert der Intensität² und $w(z)$ der örtliche Strahlradius, welcher für eine Intensitätsverteilung durch

$$w = 2\sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x^1 \rangle^2} \quad \text{mit} \quad \langle x^j \rangle = \frac{\iint x^j I(x, y) dx dy}{\iint I(x, y) dx dy} \quad (\text{A.34})$$

definiert ist [38]. Wenn die Verteilung rotationssymmetrisch um den Ursprung ist, also $I(x, y) = I(r)$ gilt, vereinfacht sich (A.34) zu

$$w = \sqrt{\frac{2 \int_0^\infty r^3 I(r) dr}{\int_0^\infty r I(r) dr}}. \quad (\text{A.35})$$

A.6 Herleitung der Formel zum Pulsüberlapp

Beim Wendelbohren kommt es normalerweise zu einem Pulsüberlapp aufeinanderfolgender Pulse. Die Situation ist in Bild A.4a skizziert. Der Durchmesser des Wendelkreises ist dabei d_w . Der Spotdurchmesser sei $2w(z)$, der euklidische Abstand der Spotmittelpunkte a und die Überlappstrecke s , siehe dazu Bild A.4b. Der Winkel α ist gegeben

²Für den Ringmode liegt die maximale Intensität bei $\tilde{r} = w(z)/2$.

durch

$$\alpha = 2\pi \frac{v_w}{v_p} \quad (\text{A.36})$$

wenn v_w die Wendelfrequenz und v_p die Laser-Repetitionsfrequenz sind. Der relative Überlapp sei definiert durch

$$\text{rel. Überlapp} = \frac{s}{2w(z)} = \frac{2w(z) - a}{2w(z)} = 1 - \frac{a}{2w(z)}. \quad (\text{A.37})$$

Wird a mittels des Kosinussatzes durch α und $\frac{d_w}{2}$ ausgedrückt und α eingesetzt, ergibt sich sofort

$$\text{rel. Überlapp} = 1 - \frac{d_w}{2w(z)\sqrt{2}} \sqrt{1 - \cos\left(2\pi \frac{v_w}{v_p}\right)}. \quad (\text{A.38})$$

A.7 Lösung des Integrals zur gemittelten Fluenzverteilung

Die beim Wendelbohren über einen Umlauf gemittelte Fluenzverteilung lautet

$$\langle \Phi(x, y, z) \rangle = \frac{\Phi_0 w_0^2}{2\pi w^2(z)} \underbrace{\int_0^{2\pi} \exp\left[-2 \frac{[x - r_w(z) \cos \alpha]^2 + [y - r_w(z) \sin \alpha]^2}{w^2(z)}\right] d\alpha}_{=: K_1}. \quad (\text{A.39})$$

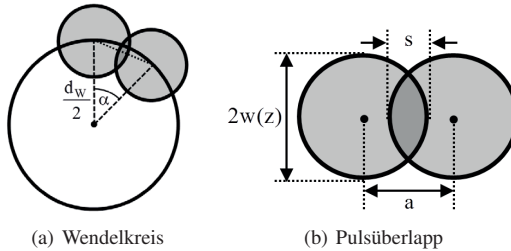


Bild A.4: Die euklidische Distanz zwischen zwei Pulsen auf dem Wendelkreis sei a . Der Überlappbereich hat die Breite s .

Im Folgenden wird der leichten Lesbarkeit wegen das Argument z weggelassen. Nach Ausrechnen des Exponenten folgt für K

$$K = \int_0^{2\pi} \exp \left\{ -\frac{2}{w^2} [x - r_w \cos \alpha]^2 + [y - r_w \sin \alpha]^2 \right\} d\alpha \quad (\text{A.40})$$

$$= \int_0^{2\pi} \exp \left\{ -\frac{2}{w^2} [x^2 + y^2 + r_w^2 - 2r_w (x \cos \alpha + y \sin \alpha)] \right\} d\alpha. \quad (\text{A.41})$$

Geht man hier in ebene Polarkoordinaten über ($x = r \cos \gamma$, $y = r \sin \gamma$; $r^2 := x^2 + y^2$) und zieht die Terme, die nicht von α abhängen, vor das Integral, folgt

$$K = \exp \left[-\frac{2}{w^2} (r^2 + r_w^2) \right] \underbrace{\int_0^{2\pi} \exp \left[\frac{4r_w}{w^2} (r \cos \gamma \cos \alpha + r \sin \gamma \sin \alpha) \right] d\alpha}_{=: K_2}. \quad (\text{A.42})$$

Mit den Additionstheoremen

$$\sin \gamma \sin \alpha = \frac{1}{2} [\cos(\gamma - \alpha) - \cos(\gamma + \alpha)], \quad (\text{A.43})$$

$$\cos \gamma \cos \alpha = \frac{1}{2} [\cos(\gamma - \alpha) + \cos(\gamma + \alpha)] \quad (\text{A.44})$$

kann das Integral K_2 geschrieben werden als

$$K_2 = \int_0^{2\pi} \exp \left[\frac{2r_w r}{w^2} (\cos(\gamma - \alpha) + \cos(\gamma + \alpha) + \cos(\gamma - \alpha) - \cos(\gamma + \alpha)) \right] d\alpha \quad (\text{A.45})$$

$$= \int_0^{2\pi} \exp \left[\frac{4r_w r}{w^2} \cos(\gamma - \alpha) \right] d\alpha. \quad (\text{A.46})$$

Wird hier die Substitution $\beta = \alpha - \gamma$ durchgeführt und die 2π -Periodizität ausgenutzt, ergibt sich direkt

$$K_2 = \int_0^{2\pi} \exp \left[\frac{4r_w r}{w^2} \cos \beta \right] d\beta. \quad (\text{A.47})$$

Das Integral in den Grenzen von 0 bis 2π kann in zwei Integrale aufgespalten werden, welche wegen der Kosinusfunktion aus Symmetriegründen den gleichen Wert haben müssen. Daher kann geschrieben werden

$$K_2 = \int_0^{\pi} \exp \left[\frac{4r_w r}{w^2} \cos \beta \right] d\beta + \int_{\pi}^{2\pi} \exp \left[\frac{4r_w r}{w^2} \cos \beta \right] d\beta = 2 \int_0^{\pi} \exp \left[\frac{4r_w r}{w^2} \cos \beta \right] d\beta. \quad (\text{A.48})$$

Nach [70] (Gleichung 9.6.19) gilt für die modifizierte Besselfunktion

$$I_n(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{\pm z \cos \Theta} \cos(n\Theta) d\Theta, \quad (\text{A.49})$$

das Integral in (A.48) entspricht daher bis auf einen Vorfaktor der modifizierten Besselfunktion für $n = 0$. Das Endergebnis des Integrals (A.39) lautet in Polarkoordinaten daher

$$\langle \Phi(r, r_w(z), z) \rangle = \frac{\Phi_0 w_0^2}{w^2(z)} \exp \left[-2 \frac{r^2 + r_w^2(z)}{w^2(z)} \right] I_0 \left(\frac{4r_w(z)r}{w^2(z)} \right), \quad (\text{A.50})$$

wobei hier die z -Abhängigkeit des Strahl- und Wendelradius wieder explizit angegeben ist. Zur numerischen Berechnung der modifizierten Besselfunktion nullter Ordnung kann die Reihenentwicklung

$$I_0(z) = 1 + \frac{\frac{1}{4}z^2}{(1!)^2} + \frac{\left(\frac{1}{4}z^2\right)^2}{(2!)^2} + \frac{\left(\frac{1}{4}z^2\right)^3}{(3!)^2} + \dots \quad (\text{A.51})$$

verwendet werden [70] (Gleichung 9.6.12). Wird die für große Argumente gültige Näherung (Gleichung 9.7.1)

$$I_0(z) \approx \frac{e^z}{\sqrt{2\pi z}} \quad \text{für } z \gg \frac{1}{4} \quad (\text{A.52})$$

auf (A.50) angewendet, folgt

$$\langle \Phi(r, r_w, z) \rangle \approx \frac{\Phi_0 w_0^2}{w(z) \sqrt{8\pi r r_w(z)}} \exp \left[-2 \frac{(r - r_w(z))^2}{w^2(z)} \right] \quad \text{für } r \gg \frac{w^2(z)}{16r_w(z)}. \quad (\text{A.53})$$

Literaturverzeichnis

- [1] NOLTING, W.: *Grundkurs theoretische Physik*, Bd. 3 Elektrodynamik. Braunschweig [u.a.]: Vieweg, 1997.
- [2] LANDAU, L. D.; LIFSCHITZ, E. M.; LEHMANN, G.; PITAJEWSKIJ, L. P.; HE-BER, G.: *Lehrbuch der theoretischen Physik*, Bd. 8 Elektrodynamik der Kontinua. Berlin: Akad.-Verl., 1990.
- [3] BORN, M.; WOLF, E.; BHATIA, A. B.: *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2009.
- [4] BERGMANN, L.; EICHLER, H.-J.; KASSING, R.; NIEDRIG, H.; SCHÄFER, C.: *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bd. 3 Optik. Berlin [u.a.]: De Gruyter, 1993.
- [5] ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D.; GRESS, J.: *Festkörperphysik*. München: Oldenbourg, 2001.
- [6] ORDAL, M. A.; BELL, R. J.; ALEXANDER JR, R. W.; LONG, L. L.; QUERRY: *Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W*. Appl. Optics **24** (1985) Nr. 24, S. 4493.
- [7] JOHNSON, P. B.; CHRISTY, R. W.: *Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd*. Phys. Rev. B **9** (1974) Nr. 12, S. 5056.
- [8] DJAHANBAKHS, M.: *Die Bestimmung der optischen Selektivität von W/Al₂O₃-Schichten nach Auslagerung bei 500 Grad Celsius mittels spektraler Ellipsometrie zwischen 0, 25 und 25 Mikrometer*. Technische Universität Berlin, Dissertation, 1997.
- [9] PROCHOROV, A. M.: *Laser heating of metals*. Bristol: Hilger, 1990 (The Adam Hilger series on optics and optoelectronics).
- [10] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. München [u.a.]: Oldenbourg, 2006.
- [11] PALIK, E. D.: *Handbook of optical constants of solids*. San Diego, Calif.: Acad. Press, 2003.
- [12] NOSTELL, P.; ROOS, A.; RÖNNOW, D.: *Single-beam integrating sphere spectrophotometer for reflectance and transmittance measurements versus angle of incidence in the solar wavelength range on diffuse and specular samples*. Review of scientific instruments **70** (1999), S. 2481.

- [13] Norm DIN EN ISO 11551:2004. *Charakterisierung von Laserstrahlen und Laser-optiken.*
- [14] DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Laser physics and applications: Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology - New Series / Advanced Materials and Technologies.* Bd. VIII/1C. Berlin and London: Springer, 2004.
- [15] UJIHARA, K.: *Reflectivity of metals at high temperatures.* J. Appl. Phys. **43** (1972) Nr. 5, S. 2376.
- [16] BONEBERG, J.; BISCHOF, J.; LEIDERER, P.: *Nanosecond time-resolved reflectivity determination of the melting of metals upon pulsed laser annealing.* Optics Communications **174** (2000) Nr. 1, S. 145–149.
- [17] BESSARAB, A. V.; ZHIDKOV, N. V.; KORMER, S. B.; PAVLOV, D. V.; FUNTIKOV, A.: *Measurement of the reflectivity of metal mirrors acted on by laser radiation.* Soviet Journal of Quantum Electronics **8** (1978), S. 188.
- [18] HÜTTNER, B.: *Optical properties under exposure to ultrashort laser pulses.* Journal of Physics: Condensed Matter **14** (2002), S. 6689.
- [19] DROGOFF, B.; MARGOT, J.; VIDAL, F.; LAVILLE, S.; CHAKER, M.; SABSABI, M.; JOHNSTON, T. W.; BARTHELEMY, O.: *Influence of the laser pulse duration on laser-produced plasma properties.* Plasma Sources Science and Technology **13** (2004), S. 223.
- [20] NG, A.; CELLIERS, P.; FORSMAN, A.; MORE, R. M.; LEE, Y. T.; PERROT, F.; DHARMA-WARDANA, M. W. C.; RINKER, G. A.: *Reflectivity of intense femtosecond laser pulses from a simple metal.* Phys. Rev. Lett. **72** (1994) Nr. 21, S. 3351.
- [21] PRICE, D. F.; MORE, R. M.; WALLING, R. S.; GUETHLEIN, G.; SHEPHERD, R. L.; STEWART, R. E.; WHITE, W. E.: *Absorption of ultrashort laser pulses by solid targets heated rapidly to temperatures 1–1000 eV.* Phys. Rev. Lett. **75** (1995) Nr. 2, S. 252.
- [22] VOROBYEV, A. Y.; GUO, C.: *Enhanced absorptance of gold following multipulse femtosecond laser ablation.* Phys. Rev. B **72** (2005) Nr. 19, S. 195422.
- [23] JEE, Y.; BECKER, M. F.; WALSER, R. M.: *Laser-induced damage on single-crystal metal surfaces.* JOSA B **5** (1988) Nr. 3, S. 648.
- [24] KAGANOV, M. I.; IM LIFSHITS; TANATAROV, L. V.: *Relaxation between electrons and the crystal lattice.* Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki **31** (1956) Nr. 2, S. 8.
- [25] ANISIMOV, S. I.; BONCH, B. A.; ELYASHEVICH, M. A.; IMAS, Y.: *Effect of powerful light fluxes on metals.* Soviet Phys. Tech. Phys. **11** (1967) Nr. 7, S. 945.
- [26] KÖRNER, C.: *Theoretische Untersuchungen zur Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit Metallen.* Erlangen-Nürnberg, Dissertation, 1997.

- [27] RETHFELD, B.; SOKOLOWSKI-TINTEN, K.; LINDE, D. v. D.; ANISIMOV, S.: *Ti-mescales in the response of materials to femtosecond laser excitation*. Appl. Phys. A **79** (2004), S. 767.
- [28] NEDIALKOV, N. N.; IMAMOVA, S. E.; ATANASOV, P. A.: *Ablation of metals by ultrashort laser pulses*. J. Phys. D: Appl. Phys. **37** (2004) Nr. 4, S. 638.
- [29] SCUDERI, D.; ALBERT, O.; MOREAU, D.; PRONKO, P. P.; ETCHEPARE, J.: *Interaction of a laser-produced plume with a second time delayed femtosecond pulse*. Appl. Phys. Lett. **86** (2005) Nr. 7, S. 071502.
- [30] PEREZ, D.; LEWIS, L.: *Molecular-dynamics study of ablation of solids under femtosecond laser pulses*. Phys. Rev. B **67** (2003), S. 184102.
- [31] SONNTAG, S.: *Computer simulations of laser ablation from simple metals to complex metallic alloys*. Universität Stuttgart, Dissertation, 2011.
- [32] ALLMEN, M. v.; BLATTER, A.: *Laser beam interactions with materials: Physical principles and applications*. Berlin [u.a.]: Springer, 1998.
- [33] ALLMEN, M. v.: *Laser drilling velocity in metals*. J. Appl. Phys. **47** (1976) Nr. 12, S. 5460.
- [34] VAN HULST, H. C. D.: *Light scattering by small particles*. New York: Dover, 2009 (Dover classics of science and mathematics).
- [35] BARBER, P. W.; HILL, S. C.: *Light Scattering by particles: Computational methods*. Singapore: World Scientific, 1990.
- [36] HUFFMANN, D.R.; STAPP, J. L.: *Optical measurements on solids of possible interstellar importance*. In: Greenberg, J. M. (Hrsg.), Van de Hulst, H. C. (Hrsg.): *Interstellar dust and related topics: International Astronomical Union, Symposium No. 52: held at the State University of New York at Albany, N. Y., USA*. Dordrecht: Reidel, 1973, S. 297.
- [37] SCHABER, K.; SCHENKEL, A.; ZAHORANSKY, R. A.: *Drei-Wellenlängen-Extinktionsverfahren zur Charakterisierung von Aerosolen unter industriellen Bedingungen*. tm – Technisches Messen **7/8** (1994), S. 295.
- [38] HÜGEL, H.; GRAF, T.: *Laser in der Fertigung: Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2009.
- [39] MCGREGOR, W.: *On the radiation from small particles*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer **19** (1978) Nr. 6, S. 659.
- [40] NOLTE, S.; MOMMA, C.; KAMLAGE, G.; OSTENDORF, A.; FALLNICH, C.; ALVENSLEBEN, F. v.; WELLING, H.: *Polarization effects in ultrashort-pulse laser drilling*. Applied Physics A: Materials Science & Processing **68** (1999) Nr. 5, S. 563.
- [41] TÖNSHOFF, H. K.; MOMMA, C.; OSTENDORF, A.; NOLTE, S.; KAMLAGE, G.: *Microdrilling of metals with ultrashort laser pulses*. J. Laser Applications **12**

- (2000) Nr. 1, S. 23.
- [42] ALLELEIN, H. J.; HECKER, R.; MAX, A.; OVERHOFF, T.; STOVER, D.: *Laser system for boring and sampling in coated-particle fuel*. J. Appl. Phys. **50** (1979) Nr. 10, S. 6162.
- [43] GOLDSMITH, J.; SALMON, J.: *Automatic creation of object hierarchies for ray tracing*. Computer Graphics and Applications **7** (1987) Nr. 5, S. 14.
- [44] KELLER, J. B.: *Geometrical Theory of Diffraction*. Journal of the Optical Society of America **52** (1962) Nr. 2, S. 116.
- [45] YUAN QIN; ANDREAS MICHALOWSKI; RUDOLF WEBER; SEN YANG; THOMAS GRAF; XIAOWU NI: *Comparison between ray-tracing and physical optics for the computation of light absorption in capillaries – the influence of diffraction and interference*. Opt. Express **20** (2012) Nr. 24, S. 26606.
- [46] KRAUS, M.; ABDOU AHMED, M.; MICHALOWSKI, A.; VOSS, A.; WEBER, R.; GRAF, T.: *Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization*. Opt. Express **18** (2010) Nr. 21, S. 22305.
- [47] CHICHKOV, B. N.; MOMMA, C.; NOLTE, S.; ALVENSLEBEN, F. V.; TÜNNERMANN, A.: *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*. Applied Physics A: Materials Science & Processing **63** (1996) Nr. 2, S. 109.
- [48] LUFT, A.; FRANZ, U.; EMSERMANN, A.; KASPAR, J.: *A study of thermal and mechanical effects on materials induced by pulsed laser drilling*. Applied Physics A: Materials Science & Processing **63** (1996) Nr. 2, S. 93.
- [49] MICHALOWSKI, A.; WEBER, R.; GRAF, T.: *Diagnostic studies of melt transport during ultrashort pulse laser drilling*. In: Ostendorf, A.; Graf, T.; Petring, D.; Otto, A. (Hrsg.): *Proceedings of the 5th International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing*. Stuttgart: AT-Fachverlag, 2009.
- [50] MICHALOWSKI, A.; WALTER, D.; BERGER, P.; DAUSINGER, F.: *Diagnostics of drilling process using ultrashort laser pulses*. In: Vollertsen, F.; Emmelmann, C.; Schmidt, M.; Otto, A. (Hrsg.): *4th International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing*. Stuttgart: AT-Fachverlag, 2007, S. 563.
- [51] MICHALOWSKI, A.: *Melt Dynamics and Hole Formation during Drilling with Ultrashort Pulses*. J. of Laser Micro/Nanoengineering **3** (2008) Nr. 3, S. 211.
- [52] KRAUS, M.: *Microdrilling in Steel with Frequency-doubled Ultrashort Pulsed Laser Radiation*. Journal of Laser Micro/Nanoengineering **3** (2008) Nr. 3, S. 129.
- [53] KAMLAGE, G.; BAUER, T.; OSTENDORF, A.; CHICHKOV, B.: *Deep drilling of metals by femtosecond laser pulses*. Appl. Phys. A **77** (2003) Nr. 2, S. 307.
- [54] WAWRA, T.: *Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzision mittels Laserstrahlung*. München: Utz, 2005.
- [55] KUEHNLE, G.; STREIBL, N.: *Optische Vorrichtung zum Bohren mittels Laser-*

- strahls. Offenlegungsschrift DE19741029A1, 1997.
- [56] WAWERS, W.: *Präzisions-Wendelbohren mit Laserstrahlung*. Aachen: Shaker, 2008 (Berichte aus der Lasertechnik).
- [57] LASER- UND MEDIZIN-TECHNOLOGIE GMBH: *Vorrichtung zum Führen eines Lichtstrahls*. Gebrauchsmusterschrift DE202008017745U1, 2008.
- [58] KLING, R.; DIJOUX, M.; ROMOLI, L.; SANABRIA, J.: *Metal microdrilling combining high power femtosecond laser and trepanning head*. Proc. of Photonics West: Lase:Lasers and Sources, 2013, (SPIE Vol. 8608).
- [59] MICHALOWSKI, A.; WALTER, D.: *Vorrichtung zur Erzeugung eines Laserstrahlungsfeldes mit einem um eine Achse rotierenden Intensitätsprofil*. Offenlegungsschrift DE102006053268A1, 2008.
- [60] SIEGMAN, A. E.: *Lasers*. Mill Valley, Calif: University Science Books, 1986.
- [61] MLETZKO, C. K.: *Strahlpropagationsrechnungen zur Bestimmung der Justageempfindlichkeit eines Strahlrotators*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2008 (Inst. f. Strahlwerkzeuge).
- [62] KOHNO, M.; MATSUOKA, Y.: *Microfabrication and Drilling Using Diffraction-Free Pulsed Laser Beam Generated with Axicon Lens*. JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering **47** (2004) Nr. 3, S. 497.
- [63] MATSUOKA, Y.; KIZUKA, Y.; INOUE, T.: *The characteristics of laser micro drilling using a Bessel beam*. Applied Physics A: Materials Science & Processing **84** (2006), S. 423.
- [64] MCLEOD, J. H.: *The Axicon: A New Type of Optical Element*. J. Opt. Soc. Am. **44** (1954) Nr. 8, S. 592.
- [65] RIOUX, M.; TREMBLAY, R.; BELANGER, P.: *Linear, annular, and radial focusing with axicons and applications to laser machining*. Applied Optics **17** (1978) Nr. 10, S. 1532.
- [66] V. JARUTIS; R. PASKAUSKAS; A. STABINIS: *Focusing of Laguerre-Gaussian beams by axicon*. Optics Communications **184** (2000) Nr. 1-4, S. 105.
- [67] GRAF, T.: *Laser: Grundlagen der Laserstrahlquellen*, 1. Aufl. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2009.
- [68] GOODMAN, J. W.: *Introduction to Fourier optics*. Englewood, Colo: Roberts & Co. Publishers, 2005.
- [69] LITFIN, G.: *Technische Optik in der Praxis*. Berlin: Springer, 2001.
- [70] ABRAMOWITZ, M.: *Handbook of Mathematical Functions: With formulas, graphs, and mathematical tables*. New York: Dover Publications, 1972.

Danksagung

Ich bedanke mich bei meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf für die ausgezeichnete wissenschaftliche Betreuung meiner Tätigkeit am Institut für Strahlwerkzeuge und die Übernahme des Hauptberichtes. Sein unermüdliches aktives Interesse an der Thematik, sein kritischer Rationalismus und die ungebrochene Freude an eleganten physikalischen Argumentationen ist vorbildlich.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Ostendorf bedanke ich mich herzlich für die freundliche Bereitschaft und zügige Durchführung des Mitberichtes. Ich freue mich darüber, dafür einen Wissenschaftler gewonnen zu haben, der auf dem Gebiet der Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen Autor wegweisender und vielzitiierter Veröffentlichungen ab der ersten Stunde dieses Forschungsgebietes ist.

Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn Dr. phil. nat. Rudolf Weber für sein mir entgegengebrachtes Vertrauen und die zahlreichen inspirierenden Diskussionen zu jeder Tages- und Nachtzeit. Darüber hinaus hat er als Geschäftsbereichsleiter der Verfahrensentwicklung für eine humorvolle, kreative und professionelle Arbeitsatmosphäre gesorgt.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Herrn Peter Berger und Herrn Dr. Andreas Voß danke ich für zahlreiche wertvolle Fachdiskussionen.

Herrn Dr. Friedrich Dausinger danke ich für die anfängliche Betreuung meiner Arbeit und lehrreiche gemeinsame Besuche von Konferenzen und Forschungsinstituten. Außerdem bedanke ich mich bei allen ehemaligen Kolleginnen und Kollegen am Institut für Strahlwerkzeuge für die Unterstützung, zahlreiche fruchtbare Diskussionen und die gute Arbeitsatmosphäre.

Hervorheben möchte ich Dr. Dmitrij Walter, Martin Kraus, Dongping Wang, Volkher Onuseit, Qin Yuan, Christian Freitag, Rainer Schuster und Margit Wiedenmann. Auch danke ich allen ehemaligen Studentinnen und Studenten mit denen ich zusammengearbeitet habe, insbesondere Alexander Bertram, Christian Mletzko und Axel Paul.

Es ist mir auch ein Anliegen den Menschen zu danken, die einen wichtigen indirekten Beitrag zur erfolgreichen Fertigstellung dieser Dissertation geleistet haben. In diesem Zusammenhang möchte ich meine ehemaligen Lehrer nennen, insbesondere Frau Weinrich, Frau Kroh, Sr. M. Virgina Schütze, Herrn Stenk, Herrn Fessen und Herrn Rätz.

Außerdem danke ich meinen Eltern Rita und Albert Michalowski, die mir das Studium ermöglicht und mich für Naturwissenschaft begeistert haben. Ich wünschte mein Vater hätte die Fertigstellung dieser Arbeit erlebt. Ich danke meinen Geschwistern Thomas und Daniela für die Unterstützung der Familie in schwierigen Zeiten. Meiner Frau Vasiliki danke ich für die liebevolle Hilfe in all den Jahren, welche für mich während der langen Zeit eine wichtige Basis dargestellt hat.

Filderstadt, im Oktober 2014

Andreas Michalowski

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Zoske, Uwe

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

Gorriz, Michael

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

Mohr, Ursula

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

Rudlaff, Thomas

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

Borik, Stefan

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

Paul, Rüdiger

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

Wahl, Roland

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

Frederking, Klaus-Dieter

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

Grünewald, Karin M.

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

Shen, Jialin

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

Arnold, Johannes M.

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

Holzwarth, Achim

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

Dausinger, Friedrich

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

Meiners, Eckhard

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

Beck, Markus

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

Breining, Klaus

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

Griebsch, Jürgen

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

Krepulat, Walter

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

Xiao, Min

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

Glumann, Christiane

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

Gross, Herbert

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

Rapp, Jürgen

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

Wittig, Klaus

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

Grünenwald, Bernd

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

Lee, Jae-Hoon

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

Albinus, Uwe N. W.

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

Wiedmaier, Matthias

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

Bloehs, Wolfgang

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

Bea, Martin

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

Stöhr, Michael

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

Plaß, Wilfried

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

Schaller, Markus K. R.

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

Hack, Rüdiger

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

Krupka, René

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

Pfeiffer, Wolfgang

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

Volz, Robert

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

Bartelt-Berger, Lars

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

Müller-Hummel, Peter

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

Rohde, Hansjörg

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

Huonker, Martin

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

Callies, Gert

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

Schubert, Michael E.

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

Kern, Markus

Gas- und 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 3-89675-811-9

Schellhorn, Martin Carl Johannes

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen

2000, 142 Seiten, ISBN 3-89675-849-7

Angstenberger, Birgit

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten

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

Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlaser für den 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 Alumini-
umguß- 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. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart

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

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahltiefschweißen von Stahl

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

Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen 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 Nahteigen-schaften 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 Getriebe-
bau – 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

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

