

## Stephan Rapp

Pump-Probe-Ellipsometrie zur Messung  
transienter optischer Materialeigenschaften  
bei der Ultrakurzpuls-Lasermaterialbearbeitung



Stephan Rapp

Pump-Probe-Ellipsometrie zur Messung  
transienter optischer Materialeigenschaften  
bei der Ultrakurzpuls-Lasermaterialbearbeitung

# **FAU Studien aus dem Maschinenbau**

## **Band 330**

Herausgeber der Reihe:

Prof. Dr.-Ing. Jörg Franke

Prof. Dr.-Ing. Nico Hanenkamp

Prof. Dr.-Ing. habil. Marion Merklein

Prof. Dr.-Ing. Michael Schmidt

Prof. Dr.-Ing. Sandro Wartzack

**Stephan Rapp**

**Pump-Probe-Ellipsometrie zur Messung  
transienter optischer Materialeigenschaften  
bei der Ultrakurzpuls-Lasermaterialbearbeitung**

Dissertation aus dem Lehrstuhl für Photonische Technologien (LPT)  
Prof. Dr.-Ing. Michael Schmidt

Erlangen  
FAU University Press  
2019

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek:  
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Bitte zitieren als

Rapp, Stephan. 2019. *Pump-Probe-Ellipsometrie zur Messung transients optischer Materialeigenschaften bei der Ultrakurzpuls-Lasermaterialbearbeitung*. FAU Studien aus dem Maschinenbau Band 330. Erlangen: FAU University Press. DOI: 10.25593/978-3-96147-236-9

Das Werk, einschließlich seiner Teile, ist urheberrechtlich geschützt. Die Rechte an allen Inhalten liegen bei ihren jeweiligen Autoren. Sie sind nutzbar unter der Creative Commons Lizenz BY-NC.

Der vollständige Inhalt des Buchs ist als PDF über den OPUS Server der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg abrufbar: <https://opus4.kobv.de/opus4-fau/home>

Verlag und Auslieferung:

FAU University Press, Universitätsstraße 4, 91054 Erlangen

Druck: docupoint GmbH

ISBN: 978-3-96147-235-2 (Druckausgabe)

eISBN: 978-3-96147-236-9 (Online-Ausgabe)

ISSN: 2625-9974

DOI: 10.25593/978-3-96147-236-9

Pump-Probe-Ellipsometrie zur Messung transienter  
optischer Materialeigenschaften bei der  
Ultrakurzpuls-Lasermaterialbearbeitung

Der Technischen Fakultät  
der Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg

zur  
Erlangung des Doktorgrades Dr.-Ing.

vorgelegt von  
M.Sc. Stephan Rapp  
aus Heidelberg

Als Dissertation genehmigt  
von der Technischen Fakultät  
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen  
Prüfung: 6. Juni 2019

Vorsitzende/r des  
Promotionsorgans: Prof. Dr.-Ing. Reinhard Lerch  
Gutachter/in: Prof. Dr.-Ing. Michael Schmidt  
Prof. Dr. rer. nat. Stefan Nolte, FSU Jena  
Prof. Dr. rer. nat. Heinz P. Huber, HAW München  
weiteres prüfungs-  
berechtigtes Mitglied: Prof. Dr.-Ing. Bernhard Schmauß

# Danksagung

In den vergangenen Jahren habe ich einen Großteil meiner Zeit und meiner Energie in die Durchführung der hier vorliegenden Arbeit investiert. Eine Vielzahl an Personen aus dem beruflichen und dem privaten Umfeld hat mich dabei unterstützt. Ohne diese Unterstützung wäre mir diese Arbeit nicht gelungen. Mein aufrichtiger Dank gilt daher:

Herr Prof. Dr.-Ing. Michael Schmidt, dem Leiter des Lehrstuhls für Photonische Technologien der FAU Erlangen-Nürnberg, für die strukturierte und konstruktive Betreuung dieser Arbeit als mein Doktorvater.

Herr Prof. Dr. rer. nat. Heinz P. Huber, Leiter des Laserzentrums München an der HAW München, für meine Annahme und langjährige Anstellung als Doktorand sowie für die Einführung in die Welt der Lasermaterialbearbeitung.

Den Professoren Tino Hausotte, Stefan Nolte und Bernhard Schmauß für die Zeit und Mühe, die sie als Gutachter beziehungsweise Prüfungsmitglieder in der Disputation aufgewendet haben.

Meinem Kollegen am Laserzentrum Matthias Domke, der mir die Pump-Probe-Technik beibrachte und der die Idee der Pump-Probe-Ellipsometrie entwickelte. Zudem danke ich meiner Kollegin Regina Moser und meinen Kollegen Jan Winter, Rudi Reiel und Jun Zhang. Jeden Tag saßt ihr neben mir, seid mit mir durch dick und dünn gegangen und habt mir geholfen, wo ihr nur konntet. Ich hoffe, ich werde immer solche prima Kollegen wie euch haben!

Meinen Studenten Max Bung, Albert Althammer, Josip Ljubic, Dominic Kastner und Basti Wanninger, welche mit großem Ehrgeiz viele Teilgebiete dieser Arbeit mitgestaltet und viele wertvolle Ergebnisse zu dieser beigetragen haben.

Michael Kaiser vom Labor für Mikrosystemtechnik danke ich für die aufschlussreichen Diskussionen über Ellipsometrie und auch dafür, dass ich stets das Ellipsometer und das Konfokalmikroskop in seinem Labor benutzen durfte.

Thorald Bergmann von Bergmann Messgeräte Entwicklung KG danke ich außerordentlich dafür, dass er mir maximal unbürokratisch Hard- und Software zur Instandsetzung meines fs-Lasers zur Verfügung gestellt hat. Hannelore Thürstein danke ich für die tolle Unterstützung bei der Probenpräparation.

Jürgen Meier und dem gesamten Forschungsbüro der HAW München danke ich für die finanzielle Unterstützung, die die Realisierung des Pump-Probe-Ellipsometrie-Aufbaus erst möglich gemacht hat.

Meiner Freundin Sophie, meinen Eltern Christa und Meinrad, meinem Stiefpapa Wolfgang, meinen Geschwistern Carmen, Katrin und Martin und all meinen Freunden kann ich nicht genug danken. Ohne euch hätte ich es nicht bis in die Promotion geschafft und schon garnicht bis an deren Ende. Meiner Schwester Carmen, Herr Prof. Dr. rer. nat. Heinz P. Huber und Prof. Dr.-Ing. Michael Schmidt gilt mein besonderer Dank für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Schließlich möchte ich mich bei allen weiteren Personen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, herzlich bedanken.

Unterhaching im Dezember 2017      Stephan Rapp

# Inhaltsverzeichnis

<b>Formelzeichen- und Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>ix</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Stand der Technik</b>	<b>7</b>
2.1 Laser-Materie-Wechselwirkung bei der UKP-Lasermaterialbearbeitung . . . . .	7
2.1.1 Optische Eigenschaften von Metallen . . . . .	7
2.1.2 Optische und mechanische Prozesse bei der Bestrahlung von Metallen mit UKP-Lasern . . . . .	12
2.1.3 Berechnung der Ablationsenergetik . . . . .	19
2.2 Aktuelle Forschungsgebiete in der Lasermaterialbearbeitung	21
2.2.1 Metallbearbeitung mit Laserpulsen verschiedener Pulsdauern . . . . .	22
2.2.2 Metallbearbeitung mit ultrakurzen Laserdoppelpulsen . . . . .	24
2.2.3 Erforschung transienter Materialeigenschaften mittels numerischer Simulationen . . . . .	27
2.2.4 Zusammenfassung offener Fragestellungen . . . . .	31
2.3 Methoden zur Vermessung statischer und transienter optischer Materialeigenschaften . . . . .	33
2.3.1 Ellipsometrische Bestimmung des komplexen Brechungsindexes . . . . .	33
2.3.2 Ultraschnelle Pump-Probe-Reflektometrie (PPR) . . . . .	36
2.3.3 Ultraschnelle Pump-Probe-Ellipsometrie (PPE) . . . . .	41
<b>3 Zielsetzung</b>	<b>47</b>

<b>4</b>	<b>Messaufbau zur Erfassung ultrakurz zeitaufgelöster ellipsometrischer Daten</b>	<b>51</b>
4.1	Beschreibung des Pump-Probe-Ellipsometrie-Messaufbaus . . . . .	51
4.1.1	Aufbau des Pump-Probe-Ellipsometrie-Experiments . . . . .	51
4.1.2	Vermessung integrierter optischer Komponenten . . . . .	54
4.1.3	Kalibrierung räumlicher und zeitlicher Parameter . . . . .	58
4.2	Datenerfassung und Bildverarbeitung . . . . .	62
4.2.1	Erfassung ellipsometrischer Rohdaten . . . . .	62
4.2.2	Nachbearbeitung generierter Rohdaten . . . . .	64
4.2.3	Berechnung ellipsometrischer Kenngrößen . . . . .	65
4.3	Verifizierung initialer und transienter optischer Kenngrößen	66
4.3.1	Systematische und statistische Fehlereinflüsse auf Messgenauigkeit . . . . .	67
4.3.2	Abgleich statischer komplexer Brechungsindexwerte von PPE-Aufbau mit kommerziellem Dauerstrich-ellipsometer . . . . .	69
4.3.3	Validierung transienter Kurvenverläufe durch Abgleich von berechnetem $\Delta R/R$ aus PPE und PPR . . . . .	71
<b>5</b>	<b>Zeitaufgelöste Messung optischer und mechanischer Eigenschaften von laserbestrahltem Aluminium</b>	<b>75</b>
5.1	Verwendete Proben . . . . .	75
5.1.1	Präparation von Substratmetallen . . . . .	75
5.1.2	Energetische Betrachtung: Schwellwertermittlung . . . . .	77
5.2	Darstellung des Abtragsverhaltens mittels abbildender Pump-Probe-Reflektometrie . . . . .	79
5.3	Ermittlung transienter optischer Kenngrößen mittels Pump-Probe-Ellipsometrie . . . . .	84
5.3.1	Transienter komplexer Brechungsindex von laserbestrahltem Aluminium . . . . .	84
5.3.2	Zeitlich aufgelöster Verlauf der optischen Eindringtiefe und der Absorption . . . . .	87
5.4	Simulation des Abtragsprozesses mittels experimentell validiertem Hydrodynamik-Modell . . . . .	89
<b>6</b>	<b>Einfluss transienter optischer Materialeigenschaften auf die Metallbearbeitung mit Laserdoppelpulsen</b>	<b>95</b>
6.1	Aufbau zur Erzeugung von Laserdoppelpulsen . . . . .	95
6.1.1	Michelson-Interferometer . . . . .	95

6.1.2	Kalibrierung von räumlicher und zeitlicher Pulsüberlagerung für Doppelpulsversuche . . . . .	97
6.2	Doppelpulsversuche . . . . .	98
6.2.1	Ermittlung der effektiven Energieeindringtiefe in Aluminium . . . . .	98
6.2.2	Transiente optische Eigenschaften induziert durch ersten Puls . . . . .	99
6.2.3	Abtragsmorphologie und -effizienz in Abhängigkeit von Pulsabstand und Fluenz . . . . .	101
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>111</b>
<b>8</b>	<b>Summary</b>	<b>115</b>
	<b>Anhang</b>	<b>117</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>123</b>



# Formelzeichen- und Abkürzungsverzeichnis

## Formelzeichen

<i>Symbol</i>	<i>Einheit</i>	<i>Beschreibung</i>
$\alpha, \beta$		Fourier-Koeffizienten
$\alpha_{opt}$	$\text{nm}^{-1}$	optischer Absorptionskoeffizient
$A$		Absorption
$A_e$	$\text{J} / (\text{m}^3 \cdot \text{K}^2)$	spezifische Wärmekonstante
$B_p$		Gewichtungsfaktor des p-ten kritischen Punktes
$c_0$	$\text{m/s}$	Lichtgeschwindigkeit
$c_s$	$\text{m/s}$	Schallgeschwindigkeit
$C_e, C_l$	$\text{J} / (\text{m}^3 \cdot \text{K})$	Wärmekapazitäten der Elektronen und des Gitters
$d_{ball}$	$\text{nm}$	ballistische Eindringtiefe
$d_{eff}$	$\text{nm}$	effektive Eindringtiefe
$d_{el}$	$\text{nm}$	elektronische Eindringtiefe
$d_{opt}$	$\text{nm}$	optische Eindringtiefe
$\delta_{s/p,i/r}$		Phase (Indizes: s-/p-polarisierte Welle, einfallende/reflektierte Welle)
$D_T$	$\text{m}^2 / \text{s}$	thermischer Diffusionskoeffizient
$\Delta$	$^\circ$	Phasendifferenz
$e$	$\text{C}$	Elementarladung
$\vec{E}$	$\text{V/m}$	elektrische Feldstärke
$\epsilon$	$\text{A} \cdot \text{s} / (\text{V} \cdot \text{m})$	dielektrische Funktion (Permittivität)
$\epsilon_r$		relative Permittivität
$\epsilon_I$		Imaginärteil der relativen Permittivität
$\epsilon_R$		Realteil der relativen Permittivität
$\epsilon_\infty$		Grenzwert der dielektrischen Funktion bei hohen Frequenzen
$E$	$\text{eV}$	Energie
$E_F$	$\text{eV}$	Fermienergie

Formelzeichen- und Abkürzungsverzeichnis

$f$	mm	Brennweite einer Linse
$f_{rep}$	Hz	Repetitionsrate
$F_0$	J / cm <sup>2</sup>	Spitzenfluenz
$F_{thr}$	J / cm <sup>2</sup>	Ablationsschwellfluenz
$g$	W / (m <sup>3</sup> · K)	Elektron-Phonon-Kopplungskonstante
$G_p$		kritischer Punkt im DCP-Modell
$\Gamma_p$	s <sup>-1</sup>	Verbreiterungsparameter des p-ten kritischen Punktes
$H_{abl}$	J / mm <sup>3</sup>	Ablationsenthalpie
$I$	W/m <sup>-2</sup>	Intensität
$k$		Extinktionskoeffizient
$\kappa$	m <sup>-1</sup>	Kreiswellenzahl
$\kappa_e, \kappa_l$	W / (m · K)	Wärmeleitfähigkeiten der Elektronen und des Gitters
$\lambda$	nm	Wellenlänge
$L_{th}$	nm	thermische Diffusionslänge
$m_e$	kg	Elektronenmasse
$n$		Brechungsindex
$N$		komplexer Brechungsindex
$N_e$	cm <sup>-3</sup>	Elektronendichte
$\varphi$	°	Polarisationswinkel des einfallenden Lichtes
$\phi$	°	Analysatordrehwinkel
$\Phi_p$		Phase des p-ten kritischen Punktes
$\Psi$	°	Arktangens des Amplitudenverhältnisses
$r_{s/p,i/r}$		Reflektionskoeffizienten (Indizes: s-/p-polarisierte Welle, einfallende/reflektierte Welle)
$\rho$		Reflektionskoeffizientenverhältnis
$\rho_m$	g / cm <sup>3</sup>	Dichte
$R$		Reflektion
$\tau$	fs	mittlere Elektronenstoßzeit
$\tau_p$	fs	Pulsdauer
$\tau_{el-ph}$	fs	Thermalisierungszeit des Gitters
$\tau_{th}, \tau_s$	ps	Zeiten bis thermische Energie bzw. Druckwelle bestrahltes Volumen verlassen haben
$\theta$	°	Einfallswinkel
$T_e, T_l$	K	Elektronen- und Gittertemperatur
$T_M, T_V$	K	Schmelz- und Verdampfungstemperatur
$\nu$	s <sup>-1</sup>	Kollisionsfrequenz der Elektronen

$w_0$	$\mu\text{m}$	Strahlradius bei $I = I_0 e^{-2}$
$\omega$	$\text{s}^{-1}$	Kreisfrequenz
$\omega_p$	$\text{s}^{-1}$	Plasmafrequenz
$\Omega_p$	$\text{s}^{-1}$	Frequenz des p-ten kritischen Punktes
$z_{abl}$	nm	Ablationstiefe

## Abkürzungen

CCD	charge-coupled device
DCP-Modell	Drude-Critical-Point-Modell
DOS	Density of states (Zustandsdichte)
FWHM	full width at half maximum
OD	optische Dichte
PPE	Pump-Probe-Ellipsometrie
PPR	Pump-Probe-Reflektometrie
PST	polarisierender Strahlteiler
RAS	Russian Academy of Sciences
SHG	second harmonic generation
SNR	signal to noise ratio
UKP	Ultrakurzpuls
VLL	Virtual Laser Laboratory



# 1 Einleitung

In den letzten zwei Jahrzehnten hat die Materialbearbeitung unter Verwendung von Ultrakurzpulslasern (UKP-Laser) mit Pulsdauern im Zeitbereich von Piko- und Femtosekunden entscheidend an Bedeutung gewonnen. Im Vergleich zur Bearbeitung mit Kurzpulslasern mit Pulsdauern im Nanosekundenbereich, ermöglicht die Verwendung von UKP-Lasern einen noch präziseren und effizienteren Materialabtrag [1]. Bei einer Reduktion der Pulsdauer von 34ps auf 900fs wurde beispielsweise eine Steigerung der Ablationseffizienz von Aluminium um einen Faktor 10 erzielt [2]. Anwendungsbeispiele für UKP-Laser finden sich daher in der Mikrostrukturierung von Materialoberflächen [3], dem Bohren von Löchern mit hohem Aspektverhältnis [4] oder dem selektiven Abtrag von dünnen transparenten [5] oder absorbierenden Schichten [6]. Dabei wirkt der Laserpuls als ultraschnelle Wärmequelle, welche Phasenübergänge und mechanische Spannungen im Material hervorruft und so den Materialabtrag auslöst. Im Vergleich zum Arbeiten mit Kurzpulslasern wird bei der Verwendung von UKP-Lasern dabei kaum überschüssige Energie an das umgebende Material abgegeben – die Pulsdauer ist zu kurz um nennenswerte thermische Diffusion während der Einwirkung des Pulses zu ermöglichen [7]. Man spricht dabei daher von “kalter Ablation” [8].

Um ein tiefgreifendes Verständnis des Ablationsprozesses zu erlangen, sind detaillierte Kenntnisse der Laser-Materie-Wechselwirkung auf ultrakurzer Zeitskala erforderlich. Dazu muss sowohl das mechanische als auch das optische Verhalten des Materials während und nach dem Auftreffen des ultrakurzen Bearbeitungspulses studiert werden.

**Mechanische Prozesse**, welche unter anderem das Ausdehnen des bestrahlten Materials oder dessen Abtrag durch die Bildung von Partikeln beinhalten, finden typischerweise auf einer Zeitskala von einigen zehn Pikosekunden bis in den Mikrosekundenzeitbereich – also lange nachdem der Bearbeitungspuls seine Energie in das Material eingetragen hat – statt [9] (Bild 1.1). Das Aufwölverhalten von Silizium und Aluminium wurde beispielsweise von von der Linde *et al.* auf einer niedrigen ns-Zeitskala

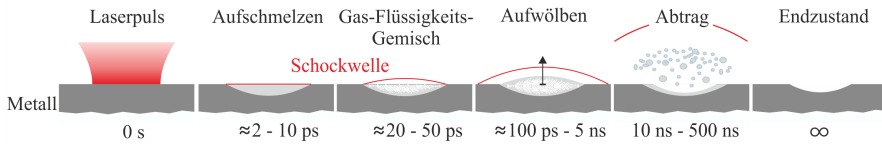


Bild 1.1: Metallbearbeitung mit UKP-Laserpulsen. 0 s: Der Laserpuls trifft auf das Material auf und initiiert einen Schmelzprozess ( $\approx 2 - 10$  ps). Die thermische Expansion und der sich dadurch aufbauende Druck generiert eine Schockwelle. 20 – 50 ps: Das Material verdampft teilweise und beginnt sich aufzuwölben ( $\approx 100$  ps - 5 ns). 10 – 500 ns: Material wird in Form von Partikeln abgetragen, danach wird der Endzustand mit einem Abtragskrater im Metall erreicht.

mittels abbildender Pump-Probe-Mikroskopie untersucht [10]. Der eigentliche Materialabtrag von Aluminium auf einer  $\mu$ s-Zeitskala wurde durch Pump-Probe-Schattenfotografie von Mingareev *et al.* erforscht [11]. Der laserinduzierte Metallabtrag über die komplette Prozessdauer vom Pulsauftreffen bis zum Erreichen des stationären Endzustandes wurde am Beispiel von dünnen Molybdänschichten von Domke *et al.* untersucht [12].

Während sich mechanische Verformungen erst einige 10 ps nach Auftreffen des Pulses messen lassen, ändern sich die **optischen Eigenschaften** des bestrahlten Materials bereits signifikant während des Pulsauftreffens auf einer Femtosekundenzeitskala und in den folgenden Pikosekunden. Verursacht werden diese Änderungen durch die Anregung von Elektronen, das Aufheizen des Gitters und durch Phasenübergänge [13]. Zur Beschreibung der transienten optischen Eigenschaften eignen sich entweder Messungen der Reflektivität oder Messungen der komplexen dielektrischen Funktion  $\epsilon$ . Diese kann auch als komplexer Brechungsindex  $N = n - ik$  geschrieben werden [14]. Zur Messung transienter reflektometrischer Daten eignet sich die Methode der Pump-Probe-Reflektometrie (PPR). Dabei wird die Reflektivitätsänderung der bestrahlten Probe zumeist bei senkrechter Bestrahlung vermessen (Bild 1.2 links). Solche Messungen, bei welchen mit der Reflektivität eine einzelne Kenngröße ermittelt wird, erlauben die Berechnung eines einzelnen weiteren unbekanntem Parameters. Es kann berechnet werden, wieviel Strahlung ins Material eindringt. Es kann jedoch keine Aussagen darüber getroffen werden, in welchem Verhältnis sich Absorption und Transmission bei optisch dünnen Proben zueinander befinden beziehungsweise wie groß die optische Eindringtiefe bei optisch dicken Materialien ist. Die Kenntnis des komplexen Brechungsindex  $N = n - ik$ , welcher sich aus dem Brechungsindex  $n$  und dem Extinktionskoeffizient  $k$  zusammensetzt, erlaubt hingegen diese Unterscheidung. Während aus  $N$

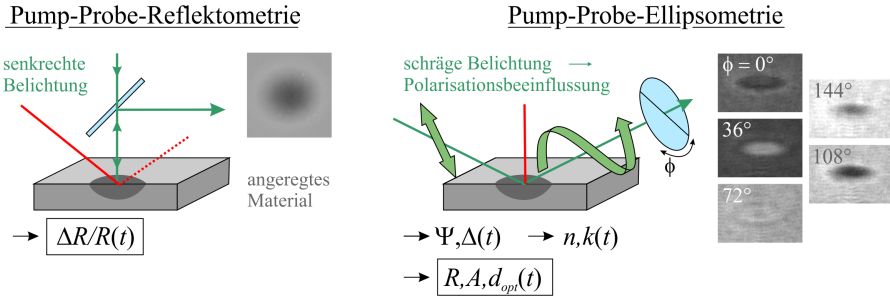


Bild 1.2: PPR zur Bestimmung der relativen Reflektivitätsänderung von laserbestrahltem Material (links). PPE zur Ermittlung des komplexen Brechungsindex  $N = n - ik$  und aus diesem Berechnung der absoluten transienten Größen Reflektion  $R$ , Absorption  $A$  und optische Eindringtiefe  $d_{opt}$  (rechts).

erneut die Reflektion berechnet werden kann, ermöglicht die Kenntnis von  $k$  zudem die Berechnung des Absorptionskoeffizienten des untersuchten Materials. Der komplexe Brechungsindex beschreibt somit den Anteil der vom Material absorbierten Strahlung und gleichzeitig die Tiefe, in welcher die Strahlung absorbiert wird beziehungsweise bis in welche Tiefe dieses transmittiert.

Zur Messung des transienten komplexen Brechungsindex eignet sich die Methode der Pump-Probe-Ellipsometrie (PPE) (Bild 1.2 rechts). Die zu analysierende Probe wird dabei unter schrägem Einfallswinkel mit linear polarisiertem Licht belichtet. Nach der Reflexion wird die Polarisationsänderung, welche von den optischen Eigenschaften der Probe abhängt und somit durch dessen komplexen Brechungsindex beschrieben werden kann, analysiert. Daraus können die ellipsometrischen Winkel  $\Psi$  und  $\Delta$ , daraus der komplexe Brechungsindex  $N$  und aus diesem die absoluten transienten Größen Reflektion  $R$  und Absorption  $A$  berechnet werden. Zudem erlaubt der Imaginärteil  $k$  des komplexen Brechungsindex die Berechnung des optischen Absorptionskoeffizienten  $\alpha_{opt}$  und dessen Kehrwert der optischen Eindringtiefe  $d_{opt}$ . Über das Lambert-Beersche Gesetz kann daraus die Transmission bzw. bei optisch dicken Materialien die Eindringtiefe der auftreffenden Strahlung ermittelt werden. Der ultrakurz zeitaufgelöste komplexe Brechungsindex stellt damit den entscheidenden Parameter zur Beschreibung der zeitlich variablen Pulsabsorption während des Auftreffens und der darauffolgenden physikalischen Mechanismen dar. Die wenigen bereits veröffentlichten Untersuchungen des transienten komplexen Brechungsindex von laserbestrahlten Materialien wurden jedoch zumeist entweder unter der Verwendung von Dauerstrichlasern [15]

oder bei für die industrielle Materialbearbeitung irrelevanten Spitzenfluenzen weit unterhalb ( $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) [16] der Ablationsschwellfluenz  $F_{thr}$  ( $\approx \text{J}/\text{cm}^2$ ) beziehungsweise der Fluenz für effizientesten Materialabtrag von  $7,4 F_{thr}$  [8] durchgeführt.

Zur umfassenden physikalischen Beschreibung des Metallabtrags mit ultrakurzen Laserpulsen werden in dieser Arbeit hoch zeitaufgelöste reflektometrische und ellipsometrische Messungen auf Aluminium präsentiert. Die PPR-Untersuchungen bilden dabei zeitlich den gesamten Reaktionsverlauf ab. Sie dienen primär dazu, die verschiedenen Stadien des Abtragsprozesses zeitlich einzuordnen und mechanische Vorgänge zu beobachten. Um Änderungen des komplexen Brechungsindex während der ersten Pikosekunden des Abtragsprozesses detektieren zu können, wurde in dieser Arbeit ein einzigartiges Pump-Probe-Ellipsometer entwickelt, aufgebaut und eingehend getestet. Die damit durchgeführten PPE-Messungen ergeben weitere Erkenntnisse über die transienten optischen Eigenschaften des bestrahlten Materials.

Die Auswirkungen der sich ändernden optischen und mechanischen Eigenschaften auf die Laser-Materie-Wechselwirkung mit einem zweiten zeitlich verzögerten Bearbeitungspuls wurden anhand von Doppelpulsversuchen erforscht. Es ist bekannt, dass Doppelpulse mit einer zeitlichen Verzögerung von einigen 10 ps oft eine deutlich niedrigere Ablationseffizienz aufweisen als ein Einzelpuls gleicher Gesamtenergie (Bild 1.3) [17] oder gar als ein Einzelpuls der Doppelpulssequenz – also halber Gesamtenergie [18]. Es wird angenommen, dass der zweite Puls der Doppelpulssequenz in der Plasma- oder Partikelwolke absorbiert wird, welche sich durch die Bestrahlung mit dem ersten Puls ausbildet [19]. Um diese Abschirmung

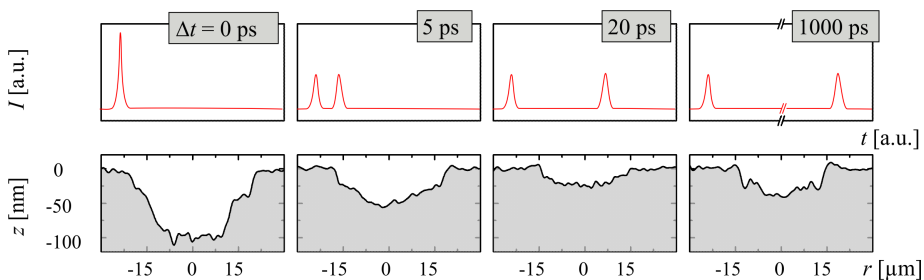


Bild 1.3: Ein Einzelpuls trägt das maximale Volumen ab (erste Spalte), während Doppelpulse mit gleicher Gesamtenergie bei größerem Pulsabstand zu vermindertem Abtragsvolumen führen (zweite und dritte Spalte). Ab einigen 100 ps Pulsabstand nimmt das Ablationsvolumen wieder zu (letzte Spalte).

zu verhindern, wurden in dieser Arbeit erstmalig auch Doppelpulsversuche durchgeführt, in welchen der erste Puls der Sequenz eine Fluenz unterhalb der Ablationsschwellfluenz aufwies. Eine Plasma- oder Partikelbildung konnte so umgangen und die Auswirkungen der transienten optischen und mechanischen Eigenschaften auf die Absorption des zweiten Pulses studiert werden. Die gewonnenen Ergebnisse zeigen, dass eine reine Änderung der optischen Materialparameter die Effizienzabnahme bei Doppelpuls-experimenten nicht erklären kann. Ein Modell, in welchem zusätzlich eine ultraschnelle Materialexpansion, die Reduktion des initialen Druckaufbaus und eine verminderte Eindringtiefe heißer Elektronen berücksichtigt wird, wird diskutiert.

Die in dieser Arbeit durchgeführten einzigartigen PPR- und PPE-Messungen liefern somit eine umfangreiche experimentelle Beschreibung der optischen und mechanischen Eigenschaften von laserbestrahltem Aluminium und geben neue Einsichten in deren Auswirkungen auf die Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserdoppelpulsen.



## 2 Stand der Technik

### 2.1 Laser-Materie-Wechselwirkung bei der UKP-Lasermaterialbearbeitung

In der vorliegenden Arbeit werden die transienten optischen Eigenschaften von laserbestrahlten Metallen vermessen. Die vermessene optische Kenngröße ist dabei der komplexe Brechungsindex  $N$ . Im folgenden Abschnitt 2.1.1 wird daher zunächst auf die Definition des komplexen Brechungsindex eingegangen und auf dessen Auswirkung auf die Lichtausbreitung in Materie. Darauf aufbauend werden die optischen Eigenschaften von Metallen im Grundzustand erläutert, welche ausschlaggebend für die Wechselwirkung des Metalls mit einem auftreffenden Laserpuls sind. Die durch die Bestrahlung im Metall induzierten photo-thermischen und photo-dynamischen Prozesse werden in Abschnitt 2.1.2 beschrieben. Zudem wird erläutert, wie diese Prozesse die optischen Eigenschaften des Metalls beeinflussen, was die Basis für die durchgeführten Messungen bildet.

#### 2.1.1 Optische Eigenschaften von Metallen

##### Der komplexe Brechungsindex von leitenden Materialien

Die klassische Theorie zur Licht-Materie-Wechselwirkung basiert auf Erkenntnissen von James Clerk Maxwell zu Phänomenen des Elektromagnetismus am Ende des 19. Jahrhunderts. Er stellte dazu die Maxwell-Gleichungen auf, welche die Wechselwirkung von elektrischen Feldern mit elektrischen Ladungen beschreiben. Auch der Ursprung des Brechungsindex und dessen komplexer Form in Metallen geht aus diesen Gleichungen hervor (siehe Herleitung A) auf Seite 117). Der komplexe Brechungsindex  $N$  definiert sich danach als die Wurzel der relativen Permittivität  $\epsilon_r$ :

$$\sqrt{\epsilon_r} =: N = n - ik. \quad (2.1)$$

Um die Bedeutung des komplexen Brechungsindex für die Ausbreitung einer Welle in leitenden Medien zu veranschaulichen, setzt man die

Dispersionsrelation  $\kappa = \frac{\omega\sqrt{\epsilon_r}}{c_0}$  unter Verwendung des komplexen Brechungsindex (2.1) in die Gleichung für eine ebene Welle

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \kappa z)} \quad (2.2)$$

ein.  $\kappa$  stellt dabei die Kreiswellenzahl dar. Es ergibt sich:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda} z)} e^{(-\frac{2\pi k}{\lambda} z)}. \quad (2.3)$$

Dabei wurden die Umformungen  $c_0 = \lambda f$  und  $\omega = 2\pi f$  vorgenommen, wobei  $f$  die Frequenz und  $\lambda$  die Wellenlänge der eingestrahnten Welle ist. Der erste Exponentialterm beschreibt erneut die Schwingung der Welle im Medium, nun aber mit der veränderten Wellenlänge  $\lambda/n$ . Der Realteil  $n$  des komplexen Brechungsindex ändert also die Wellenlänge der sich im Medium ausbreitenden Welle. Der zweite Exponentialterm stellt eine abklingende Exponentialfunktion dar. Die Welle wird demzufolge mit größer werdender Eindringtiefe  $z$  abgeschwächt, wobei der Faktor  $2\pi k/\lambda$  die Stärke der Abschwächung bestimmt. Der Imaginärteil  $k$  des komplexen Brechungsindex definiert dabei die Dämpfung der sich im Medium ausbreitenden Welle. Betrachtet man die Intensität der sich ausbreitenden Welle, ergibt sich für die Dämpfung das Lambert-Beersche Gesetz

$$|\vec{E}|^2 \propto I(z) = I_0 e^{-z\alpha_{opt}} \quad (2.4)$$

mit dem optischen Absorptionskoeffizienten  $\alpha_{opt}$  bzw. dessen Kehrwert der optischen Eindringtiefe  $d_{opt}$

$$d_{opt} = \frac{1}{\alpha_{opt}} = \frac{\lambda}{4\pi k}. \quad (2.5)$$

Die optische Eindringtiefe  $d_{opt}$  definiert demnach die Tiefe  $z$ , in welcher die Intensität der einfallenden Strahlung auf das  $e^{-1}$ -fache abgefallen ist. Bei Metallen beträgt die optische Eindringtiefe für Wellenlängen im sichtbaren oder nahen infraroten Wellenlängenbereich typischerweise 10 bis 20 nm [20].

Nach Gleichung (2.1) lassen sich die dielektrische Funktion und der komplexe Brechungsindex ineinander umrechnen. Ein Koeffizientenvergleich von  $\epsilon_r = \epsilon_R - i\epsilon_I = (n - ik)^2$  ergibt  $\epsilon_R = n^2 - k^2$  und  $\epsilon_I = 2nk$ . Bei bekannter dielektrischer Funktion lassen sich der Real- und der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex demnach wie folgt ermitteln.

$$n = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon_R^2 + \epsilon_I^2} + \epsilon_R}{2}} \quad k = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon_R^2 + \epsilon_I^2} - \epsilon_R}{2}} \quad (2.6)$$

### Das Drude- und das Drude-Critical-Point-Modell

Zur theoretischen Beschreibung der spektral aufgelösten dielektrischen Funktion und des daraus berechenbaren spektral aufgelösten komplexen Brechungsindex von Metallen kommen verschiedene Modelle zum Einsatz. In spektralen Bereichen, in denen das Metall keine Interbandübergänge aufweist, können die optischen Eigenschaften über ein reines Drude-Modell beschrieben werden [21]. Das Metall wird dabei als ideales freies Elektronengas betrachtet, in welchem die Elektronen nur zu Intrabandübergängen angeregt werden können. Der Realteil  $\epsilon_R$  sowie der Imaginärteil  $\epsilon_I$  der dielektrischen Funktion berechnen sich wie folgt (siehe Herleitung B) auf Seite 119):

$$\epsilon_R = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \epsilon_I = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (2.7)$$

Dabei ist  $\omega$  die Laserfrequenz und  $\tau$  die mittlere Elektronenstoßzeit. Die Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{N_e e^2 / (\epsilon_0 m_e)} \quad (2.8)$$

kann dabei aus der Elektronendichte  $N_e$  und der Elektronenmasse  $m_e$  ermittelt werden. Die Plasmafrequenz von Metallen liegt typischerweise im Bereich von  $\omega_p = 20 \times 10^{15}$  Hz – was einer Wellenlänge im ultravioletten Wellenlängenbereich von ca. 90 nm entspricht (Bild 2.1). Drude-Näherungen für Aluminium wurden im ultravioletten [25] und im mittleren infraroten

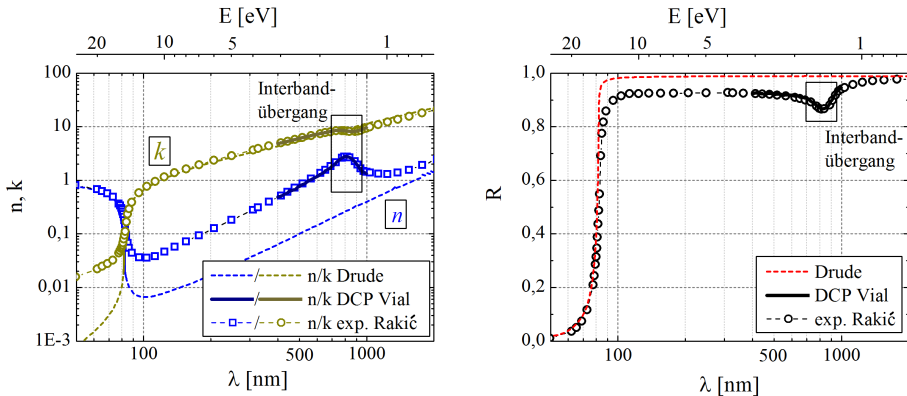


Bild 2.1: Experimentell bestimmte [22] und theoretisch nach dem Drude- [23] bzw. dem DCP-Modell [24] berechnete Verläufe des Realteils  $n$  und des Imaginärteils  $k$  des komplexen Brechungsindex sowie der Reflektivität  $R$  von Aluminium. Der Einbruch bei 800 nm wird durch einen Interbandübergang verursacht.

Wellenlängenbereich [26] durchgeführt. Die nach dem Drude-Modell ermittelten Daten in Bild 2.1 zeigen, dass Photonen mit einer Frequenz, welche höher als die Plasmafrequenz ist, von den freien Elektronen nicht absorbiert werden – der Extinktionskoeffizient geht hier gegen Null [27]. Die freien Elektronen können der hohen Anregungsfrequenz nicht folgen und das Metall ist für diese Frequenzen transparent [23]. Fallen Photonen mit Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz ein, werden die freien Elektronen zu Schwingungen mit der Frequenz der Photonen angeregt und die Photonen so absorbiert. Einfallende Photonen im sichtbaren oder nahen infraroten Wellenlängenbereich, wie sie in den folgenden Experimenten verwendet werden, werden demnach von den freien Elektronen innerhalb der optischen Eindringtiefe absorbiert [13]. Bei einer Wellenlänge von 800nm weist Aluminium einen Interbandübergang auf [28]. Hier lassen sich die experimentell ermittelten Werte nicht durch das Drude-Modell beschreiben (Bild 2.1).

In spektralen Bereichen, in welchen Elektronen zu Interbandübergängen angeregt werden, muss das Drude-Modell erweitert werden. Das Drude-Modell, nach welchem wie beschrieben die Elektronen als freies Elektronengas betrachtet werden, in welchem ausschließlich Intrabandübergänge möglich sind, wird dazu durch Komponenten ergänzt, welche zusätzliche Interbandübergänge beinhalten [28]. Im Gegensatz zu den Beiträgen der Intrabandübergängen im freien Elektronengas, welche als freie Anteile bezeichnet werden, werden die Beiträge durch Interbandübergänge als gebundene Anteile bezeichnet. Die theoretische Beschreibung der optischen Eigenschaften kann unter diesen Bedingungen über ein Drude-Critical-Point-Modell (DCP-Modell) erfolgen [29], welches die gebundenen Anteile über kritische Punkte  $G_p$  zum Drude-Modell hinzufügt [30]. Die kritischen Punkte, welche frequenzabhängige Beiträge zur dielektrischen Funktion darstellen, werden hierzu über eine Funktionsanpassung von Gleichung (2.9) an spektral aufgelöste Messwerte von  $\epsilon_r$  ermittelt [31]. Die dielektrische Funktion wird dabei wie folgt berechnet:

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} + \sum_1^n G_p(\omega) \quad (2.9)$$

Die Kollisionsfrequenz  $\nu$  ist der Kehrwert der mittleren Elektronenstoßzeit  $\tau$  und  $\epsilon_\infty$  ein Grenzwert für die dielektrische Funktion bei hohen Frequenzen. DCP Modelle wurden bereits zur Beschreibung der optischen Eigenschaften von Gold [32], Kupfer [31] und auch zur Berechnung der optischen Eigenschaften von Aluminium im spektralen Bereich um 800nm angewandt [24].

### Reflektion an Oberflächen

Beim Übergang einer Lichtwelle aus einem umgebenden Medium 1 in ein zweites Medium 2 kommt es zu einer teilweisen Reflektion der Lichtwelle [33]. Der Reflexionsgrad wird von den optischen Eigenschaften der Medien – also von deren komplexen Brechungsindizes  $N_1$  und  $N_2$  – bestimmt (Abschnitt 2.1.1). Außerdem spielen die Polarisationsrichtung der einfallenden Welle (s- oder p-Polarisation) und deren Einfallswinkel  $\theta$  eine Rolle. Das Reflektionsverhalten kann anhand des komplexen Brechungsindex über die Fresnelschen Formeln ermittelt werden [33].

$$r_p = |r_p| e^{i\delta_{rp}} = \frac{E_{rp}}{E_{ip}} = \frac{N_2 \cos(\theta_1) - N_1 \cos(\theta_2)}{N_2 \cos(\theta_1) + N_1 \cos(\theta_2)} \quad (2.10)$$

$$r_s = |r_s| e^{i\delta_{rs}} = \frac{E_{rs}}{E_{is}} = \frac{N_1 \cos(\theta_1) - N_2 \cos(\theta_2)}{N_1 \cos(\theta_1) + N_2 \cos(\theta_2)} \quad (2.11)$$

Die Indizes  $i$  bzw.  $r$  beschreiben dabei die einfallende bzw. die reflektierte Welle und die Indizes  $p$  bzw.  $s$  deren Polarisationsrichtung.  $\delta$  bezeichnet die Phase der reflektierten Welle.

Die sich für Al mit dem Brechungsindex  $N = 0,75 - 5,51i$  ergebenden Reflektionskoeffizienten und Phasen sind in Bild 2.2 aufgetragen. Der Brewsterwinkel liegt hier bei  $79^\circ$ . Wie in Abschnitt 2.3.1 erläutert können aus diesen Kenngrößen die ellipsometrischen Winkel  $\Psi$  und  $\Delta$  ermittelt werden.

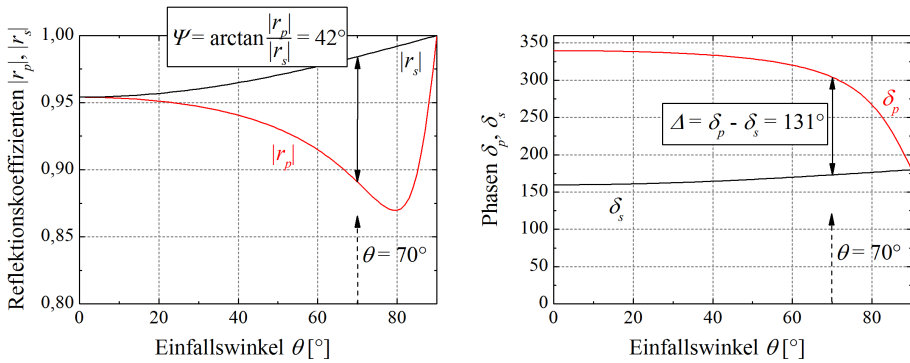


Bild 2.2: Reflektionskoeffizienten (links) und Phasen (rechts) für s- und p-polarisiertes Licht an einer Luft-/Aluminiumgrenzfläche mit  $N_{Luft} = 1 - 0i$  und  $N_{Al} = 0,75 - 5,51i$ .

Die Reflektion ergibt sich aus den Reflektionskoeffizienten nach  $R_p = |r_p|^2$  bzw.  $R_s = |r_s|^2$ . Bei senkrechtem Lichteinfall auf die Oberfläche vereinfacht sich die Berechnung zu

$$R = R_p = R_s = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad (2.12)$$

### 2.1.2 Optische und mechanische Prozesse bei der Bestrahlung von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen

Die verschiedenen Teilprozesse bei der Ablation von Metallen mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung lassen sich in drei Prozess-Kategorien einteilen, welche zeitlich und kausal aufeinander aufbauen und teilweise gekoppelt sind: Optische, photo-thermische und photo-mechanische Prozesse. Optische Prozesse beziehen sich auf die Strahlungspropagation und die Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem Material in Form von Absorption und Reflexion. Photo-thermische Prozesse umfassen den Wärmetransport und Phasenumwandlungen. Photo-mechanische Prozesse beinhalten hingegen Druckwellen, Verformungen sowie das Strömungsverhalten von geschmolzenem oder verdampftem Material, Delamination und damit die eigentliche Laserablation.

#### Optische Prozesse: Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Material definiert Energiedeposition im Elektronensystem

Die Wechselwirkung eines ultrakurzen Laserpulses im sichtbaren oder nahen infraroten Wellenlängenbereich mit einem Metall lässt sich wie folgt beschreiben. Trifft der Laserpuls auf eine Metalloberfläche auf, wird ein Teil der auftreffenden Photonen reflektiert (Gleichungen (2.10) und (2.11)). Der reflektierte Anteil trägt einerseits nicht zur Ablation des Metalls bei und wird unter diesem Gesichtspunkt nicht weiter berücksichtigt. Andererseits enthält reflektiertes Licht Informationen über den komplexen Brechungsindex des bestrahlten Materials und kann daher zu dessen Vermessung genutzt werden [34]. Unter diesem Gesichtspunkt werden die Eigenschaften von reflektiertem Licht in Abschnitt 2.3.1 detailliert betrachtet und die dazugehörigen Messmethoden in den Abschnitten 2.3.2 und 2.3.3 erläutert. Die Bearbeitung des Metalls wird von den ins Metall eingedrungenen Photonen induziert [1]. Die Tiefe, in welcher die einfallenden Photonen absorbiert werden, kann in erster Näherung mit Hilfe des optischen Absorptionskoeffizienten  $\alpha_{opt}$  oder dessen Kehrwert, der optischen Eindringtiefe  $d_{opt}$  beschrieben werden (Gleichung (2.5)). Die eingedrungenen Photonen

werden über inverse Bremsstrahlung von den freien Elektronen im Metall absorbiert, welche als Konsequenz energetisch angeregt werden [35]. Dieser Vorgang ist schematisch in Bild 2.3 für die Metalle Aluminium (links) und Kupfer (rechts) dargestellt. Aufgetragen ist die Zustandsdichte (DOS von “density of states”) über der Energie  $E$  relativ zur Fermienergie  $E_F$ . Die Fermienergie – also die Energie eines Elektrons an der Fermikante – beschreibt dabei die höchste Energie, welches ein Elektron im Grundzustand haben kann. Im Grundzustand sind also alle Zustände unterhalb der Fermikante von Elektronen besetzt, die Zustände oberhalb der Fermikante sind leer [39]. Die Elektronen im s/p-Band können als freies Elektronengas betrachtet werden, was bedeutet, dass die Elektronen keinem bestimmten Gitteratom zugeordnet und somit frei beweglich sind. Die DOS im s/p-Band können über eine  $\sqrt{E}$ -Funktion angenähert werden [39]. Der für die folgenden Beschreibungen relevante Unterschied der beiden Metalle besteht darin, dass die Bandstruktur von Aluminium unterhalb der Fermikante lediglich s/p-Bänder aufweist, während sich bei Kupfer unterhalb der Fermikante auch d-Bänder befinden [40]. Dies erklärt die Zugehörigkeit von Aluminium zur Gruppe der “einfachen” Metalle, während Kupfer zur Gruppe der Übergangsmetalle gehört. Die optische Anregung der Elektronen durch den Laserpuls bewirkt eine instantane Verschiebung der besetzten Zustände um die Fermi-Kante (blau markierter Bereich in Bild 2.3) [41]. Der Bereich, in welchem die Elektronen durch optische Anregung umgelagert werden, hängt von der Wellenlänge des anregenden Laserpulses ab. Ein infraroter

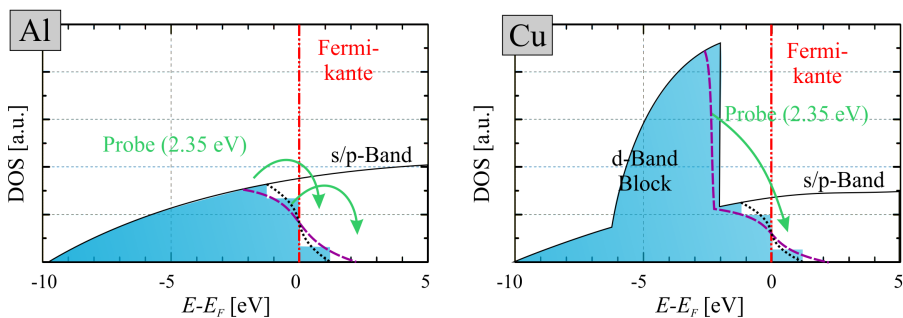


Bild 2.3: Schematisches Zustandsdichtediagramm (DOS) von Al (links) und Cu (rechts) aufgetragen über der Energie  $E$  relativ zur Fermienergie  $E_F$  [36]. Im Grundzustand sind alle Zustände unterhalb  $E_F$  besetzt. Ein Laserpuls der Energie 1,2 eV regt Elektronen um die Fermikante optisch an [37] (blaue Fläche). Diese thermalisieren innerhalb einiger 100 fs (schwarz gepunktete Linie). Bei starken Laserpulsen werden Elektronen aus niedrigeren Zuständen thermisch angeregt [38] (violett gestrichelte Linie).

Puls bei einer Wellenlänge von 1058 nm entspricht einer Energie von ca. 1,2 eV, was zu einer Umlagerung in diesem Energieintervall führt. Die Anregung der Elektronen ist mit den optischen Eigenschaften des Metalls gekoppelt, welche beispielsweise über ein DCP-Modell beschrieben werden können (Abschnitt 2.1.1). Zum einen beeinflussen die transienten optischen Eigenschaften somit die weitere Energiedeposition im Material. Zum anderen ermöglichen sie je nach Metall die Beobachtung der elektronischen Anregung in zeitaufgelösten Pump-Probe-Experimenten [42], worauf in Abschnitt 2.3.2 eingegangen wird.

### **Photo-thermische Prozesse: Wärmeverteilung im Elektronen- und Gittersystem und Phasenübergänge**

Nach der optischen Anregung durch den Laserpuls befinden sich die Elektronen im thermischen Ungleichgewicht. Bis zum Erreichen der elektronischen Gleichgewichtstemperatur dringen ballistische Elektronen mit einer Geschwindigkeit von  $\approx 10^6$  m/s ins Material ein [37]. Die ballistische Eindringtiefe definiert analog zur optischen Eindringtiefe, die Tiefe, in welcher  $e^{-1}$  der Elektronen ihre Energie ans Gitter übertragen haben [41]. Sie wurde für Al zu  $d_{ball} = 46$  nm ermittelt [41]. Die elektronische Gleichgewichtstemperatur wird durch Elektron-Elektron-Stöße innerhalb einer Thermalisierungszeit von einigen 100 fs erreicht [35]. Es stellt sich eine Fermiverteilung ein, wie sie in Bild 2.3 als schwarz gepunktete Linie dargestellt ist [37]. Bei Bestrahlung mit einer genügend großen Intensität von  $\approx 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> – was bei einer Pulsdauer von 1 ps einer Fluenz von 1 J/cm<sup>2</sup> entspricht – erreicht die Elektronentemperatur einige 10<sup>4</sup> Kelvin [43]. Neben der optischen Anregung kann dies zur zusätzlichen thermischen Anregung von Elektronen aus tieferen Energieniveaus, inklusive des d-Bandes bei Kupfer, führen [44] (Bild 2.3 violett gestrichelte Linie). In Cu würde sich dadurch die Anzahl an freien Ladungsträgern  $N_e$  erhöhen, was zu einer Verschiebung der Plasmafrequenz (Gleichung (2.8)) und einer damit einhergehenden schnellen elektronisch bedingten Änderung der Reflektivität führen würde (Gleichungen (2.6) und (2.12)).

Während das elektronische System bereits aufgeheizt ist, ist das Gittersystem noch kalt. Die Elektronen- und Gittertemperaturen  $T_e$  bzw.  $T_l$  befinden sich also nach der Anregung im Nichtgleichgewicht. Dieser Zustand kann über ein Zwei-Temperatur-Modell beschrieben werden [45]. Dieses besteht aus den Wärmeleitungsgleichungen der Elektronen und des Gitters, welche

durch einen Term gekoppelt sind, der proportional zur Temperaturdifferenz der beiden Systeme ist:

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla(\kappa_e \nabla T_e) - g(T_e - T_l) + S(r, t) \quad (2.13)$$

$$C_l(T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} = \nabla(\kappa_l \nabla T_l) + g(T_e - T_l) \quad (2.14)$$

Die Terme rechts des Gleichheitszeichens beschreiben dabei die Energiezu- beziehungsweise abfuhr in das oder aus dem jeweiligen System. Die Wärmediffusion der Elektronen und des Gitters werden durch den ersten Term rechts des Gleichheitszeichens ausgedrückt, welcher die Wärmeleitfähigkeiten der Elektronen  $\kappa_e$  bzw. des Gitters  $\kappa_l$  beinhaltet. Der jeweils folgende Term dient der Berechnung des Wärmeaustauschs zwischen elektronischem System und Gittersystem. Die Variable  $g$  ist darin die temperaturabhängige Kopplungskonstante [46]. Der Quellterm  $S(r, t)$  beschreibt die Energiequelle durch Absorption des Laserpulses durch die Elektronen. Die Terme links des Gleichheitszeichens beschreiben das sich nach der Energieerhaltung ergebende Aufheizen der Elektronen bzw. des Gitters mit den Temperaturen  $T_e$  bzw.  $T_l$ . Die Variablen  $C_e$  und  $C_l$  stellen die zugehörigen spezifischen Wärmekapazitäten dar, welche abhängig von der Temperatur sind [37]. Der zeitliche und räumliche Verlauf der Elektronen- und Gittertemperaturen kann durch numerisches Lösen der Gleichungen (2.13) und (2.14) berechnet werden [47].

Während die Elektronen zum einen ihre Energie ans Gitter übertragen, diffundieren nach dem Einstellen einer elektronischen Gleichgewichtstemperatur zudem heiße Elektronen weiter ins Material [48]. Die Eindringtiefe dieser heißen Elektronen lässt sich als

$$d_{el} \approx \sqrt{\frac{2 \kappa_e \tau_{e-ph}}{T_l A_e}} = \sqrt{\frac{2 \kappa_e T_e}{T_l g}} \quad (2.15)$$

berechnen. Darin bezeichnet  $\tau_{e-ph} = A_e T_e (t = \tau_{e-ph}) / g$  die Thermalisierungszeit des Gitters, also die Zeit bis zum Erreichen einer Gleichgewichtstemperatur von Elektronen- und Gittersystem [41]. Diese hängt unter anderem von der durch den Laserpuls generierten Elektronentemperatur  $T_e$  ab – bei höheren Elektronentemperaturen dauert es länger bis sich eine Gleichgewichtstemperatur zwischen Elektronen- und Gittersystem einstellt [49].  $d_{el}$  definiert demnach die Tiefe, in welche die heißen Elektronen innerhalb der Thermalisierungszeit diffundieren [41]. Für Metalle beträgt  $d_{el}$

typischerweise einige 10 nm (z.B. 31 nm für Nickel und 66 nm für Molybdän [41]), wobei keine veröffentlichten Werte für  $d_{el}$  von Al bekannt sind. Mit den in Abschnitt 5.4 dieser Arbeit ermittelten Temperaturen von  $T_e/T_l \approx 15\text{ kK}/3\text{ kK} = 5$  (bei  $F_0 = 1,3 F_{thr}$  aus Bild 5.12) sowie der Wärmeleitfähigkeit der Elektronen für Al von  $\kappa_e = 240\text{ W m}^{-1}\text{ K}^{-1}$  [50] und der Elektron-Phonon-Kopplungskonstante für Al von  $g = 31 \cdot 10^{16}\text{ W m}^{-3}\text{ K}^{-1}$  [51] ergibt sich  $d_{el}$  von Al zu 88 nm.

Der Schmelzvorgang in Metallen startet an der bestrahlten Metalloberfläche für den Fall, dass die Gittertemperatur die Schmelztemperatur überschreitet [13]. Eine Schmelzfront breitet sich dann mit einer maximalen Geschwindigkeit entsprechend der Schallgeschwindigkeit ins Material hinein aus [52]. Eine 100 nm dicke Schicht wird so typischerweise in einer Zeit von  $\approx 100\text{ ps}$  aufgeschmolzen [53], was einer typischen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schmelzfront von 1000 m/s entspricht. In einigen Metallen, wie zum Beispiel Nickel, wurde jedoch auch von deutlich niedrigeren Ausbreitungsgeschwindigkeiten von nur wenigen 100 m/s berichtet [54]. Der Schmelzprozess unter Auftreten einer sich ausbreitenden Schmelzfront wird als **heterogenes Schmelzen** bezeichnet [13].

Bei der Metallbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen kann ein abweichender Schmelzprozess initiiert werden. Die Pulsdauer  $\tau_p$  und damit die Dauer der Energiedeposition kann dann kürzer sein als die Zeit  $\tau_{th}$ , welche benötigt wird, um die Energie des Laserpulses über Wärmeleitung ins umliegende Material abzuführen [55]. Es bildet sich ein Zustand des **“thermal confinement”** [56], auch bezeichnet als **“energy confinement”** [57], aus, also ein Zustand der eingeschlossenen thermischen Energie. Die Pulsdauer, bis zu welcher dieser Zustand des Energieeinschlusses erzeugt wird, kann abgeschätzt werden als

$$\tau_p < \tau_{th} \sim d_{eff}^2/D_T, \quad (2.16)$$

wobei  $d_{eff}$  die effektive Eindringtiefe der Laserstrahlung und  $D_T$  der thermische Diffusionskoeffizient ist [55]. Die effektive Eindringtiefe setzt sich aus der optischen Eindringtiefe und der Eindringtiefe ballistischer und heißer Elektronen zusammen [58], wobei bei Pulsdauern von einigen 100 fs der Beitrag ballistischer Elektronen vernachlässigbar ist. In erster Näherung kann  $d_{eff}$  von Al dann als  $d_{eff} \approx d_{opt} + d_{el} = 8\text{ nm} + 88\text{ nm} = 96\text{ nm}$  berechnet werden [22] ( $d_{el}$  von Seite 16). Der thermische Diffusionskoeffizient für Al ist  $D_T = 9,7 \cdot 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$  [59], womit sich  $\tau_{th}$  zu 95 ps berechnet. Für Pulsdauern  $< 95\text{ ps}$  ist demnach die Bedingung zur Erzeugung eines Zustandes der eingeschlossenen thermischen Energie für Al erfüllt.

Bei Fluenzen über der Schmelzschwelle wird das Metall innerhalb der

Eindringtiefe des Laserpulses überhitzt [60]. Während bei niedrigen Überhitzungsgraden von  $T/T_M < 1,2$  ( $T_M$  : Schmelztemperatur) – also bei Fluenzen knapp über der Schmelzschwelle – weiterhin heterogenes Schmelzen stattfindet, wird bei weiter erhöhten Fluenzen und Überhitzungsgraden von  $> 1,2$  ein **homogener Schmelzprozess** initiiert [60]. Dabei bilden sich im gesamten überhitzten Volumen Schmelzkeime und das Volumen schmilzt homogen auf [61]. Dauerstrichlaser und Laser mit Pulsdauern im ms- und ns-Bereich schmelzen das bestrahlte Material also heterogen auf, da kein Zustand der eingeschlossenen thermischen Energie generiert wird und damit keine hohen Überhitzungsgrade erreicht werden. Für UKP-Laser ist die Bedingung des thermischen Energieeinschlusses hingegen erfüllt und es wird bei ausreichend hohen Fluenzen ein homogener Schmelzprozess initiiert. Die Schmelzzeit wird dabei hauptsächlich von der Aufheizzeit des Gitters bestimmt und kann in der Größenordnung von wenigen Pikosekunden liegen [61].

Neben diesen thermischen Schmelzmechanismen wird in der Literatur auch übereinstimmend von **nichtthermischem Schmelzen** in Halbleitern wie Silizium [62] oder Germanium [63] berichtet. Werden etwa 10% der Valenzelektronen des Halbleiters ins Leitungsband angehoben, stoßen sich die Kerne so stark ab, dass das Kristallgitter instabil wird und sich das regelmäßige Kristallgefüge auflöst [13]. Das Materialgefüge hat dann die Struktur einer Flüssigkeit. Dieser Schmelzprozess findet in einem Zeitintervall von  $\approx 100$  fs statt [64]. Wenige Veröffentlichungen sahen auch Indizien für nichtthermisches Schmelzen in den Metallen Gold [65] und Aluminium [66]. Spätere Arbeiten entkräfteten die Beobachtungen jedoch und identifizierten den Schmelzübergang in Aluminium als rein thermischer Natur auf einer Zeitskala von 1,5 bis 2 ps [67]. Hierbei wurde jedoch bei der vierfachen Schmelz-Schwellfluenz gearbeitet und der Schmelzzeitpunkt dann definiert, wenn das Material nach der Bestrahlung einen temporären Gleichgewichtszustand erreicht hatte. Der eigentliche Schmelzvorgang sollte jedoch vor diesem Zeitpunkt stattgefunden haben, wodurch die angegebene Zeit eventuell zu lange angenommen wurde.

### **Photo-mechanische Prozesse: Druckwellen, Materialverformung und -abtrag**

Die Bestrahlung sowie das Aufheizen und Aufschmelzen des Materials erfolgt bei der Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen auf einer ps-Zeitskala. Ist die Bestrahlung sowie der Aufheiz- und Aufschmelzprozess des Gitters damit schneller als eine kollektive Bewegung der Atome im bestrahlten

Volumen möglich ist, kann das Volumen des bestrahlten Metalls in diesem Zeitbereich noch als konstant angesehen werden [68]. Es bildet sich ein Zustand des Druckeinschlusses (“*stress confinement*” [56]) aus, welcher als

$$\max \{ \tau_p, \tau_{e-ph} \} \leq \tau_s \sim d_{eff}/c_s, \quad (2.17)$$

ausgedrückt werden kann [57]. Um diesen Zustand zu generieren, darf also weder die Pulsdauer  $\tau_p$  noch die Thermalisierungszeit des Gitters  $\tau_{e-ph}$  größer sein als die Zeit  $\tau_s$ , welche eine Druckwelle mit der Schallgeschwindigkeit  $c_s$  braucht, um das bestrahlte Volumen der Ausdehnung  $d_{eff}$  zu verlassen. In Aluminium beträgt die Thermalisierungszeit des Gitters in etwa  $\tau_{e-ph} = 2 - 7$  ps [43, 69]. Mit der Eindringtiefe  $d_{eff}$  für einen infraroten 1 ps Laserpuls von  $\approx 88$  nm (Seite 16) und der Schallgeschwindigkeit von Aluminium von  $c_s = 6250 - 6500$  m/s [70] ergibt sich  $\tau_s \approx 14$  ps. Für Aluminium sind damit die Kriterien für die Erzeugung eines Zustandes des Druckeinschlusses für Pulsdauern von etwa 1 ps erfüllt. Die Größenordnung des Druckaufbaus beträgt im Regime des Druckeinschlusses bis zu 10 GPa [49].

Bei Fluenzen knapp oberhalb der Ablationsschwelle führt der Druckaufbau im Bereich des Druckeinschlusses zu einem photo-mechanisch unterstützten Materialabtrag, welcher als **Spallation** bezeichnet wird [55]. Die Druckwelle propagiert ins Materialinnere, was die Bildung einer nachlaufenden Verdünnungswelle bedingt [71]. Überschreitet die durch die Verdünnungswelle erzeugte Zugspannung die Zugfestigkeit des Materials, kommt es zum Abreißen der darüberliegenden flüssigen Schicht. Die flüssige Schicht bildet einen Film mit einer Dicke von etwa 20 nm [58]. Der Spallationsvorgang startet nach etwa 10 ps, wenn die Verdünnungswelle das ca. 50 nm ausge dehnte aufgeschmolzene Volumen mit der Schallgeschwindigkeit  $c_s$  zweimal durchquert hat [42] und führt im folgenden zur Ausdehnung des bestrahlten Volumens (Bild 2.4 links). Die eigentliche Delamination des Films geschieht nach einer Zeit von etwa 100 ps, nach ca. 450 ps hat die Spallationsschicht eine Entfernung von ca. 300 nm zurückgelegt [72] (Bild 2.4 links). Für den photo-mechanisch unterstützten Abtrag sollte weniger Energie notwendig sein als für den Materialabtrag über reine Verdampfung [55].

Wird im Bereich des Druckeinschlusses die Bearbeitungsfluenz über die Schwelle für Ablation und Spallation erhöht ( $\approx 3F_{thr}$ ), kommt es aufgrund der starken Überhitzung des bestrahlten Volumens zu dessen explosionsartigem Verdampfen [55]. Dieser photo-thermische Abtragsmechanismus wird als **Phasenexplosion** bezeichnet [73]. Es bildet sich nach etwa 50 ps ein inhomogenes Gas-Flüssigkeits-Gemisch, welches auf einer Zeitskala von

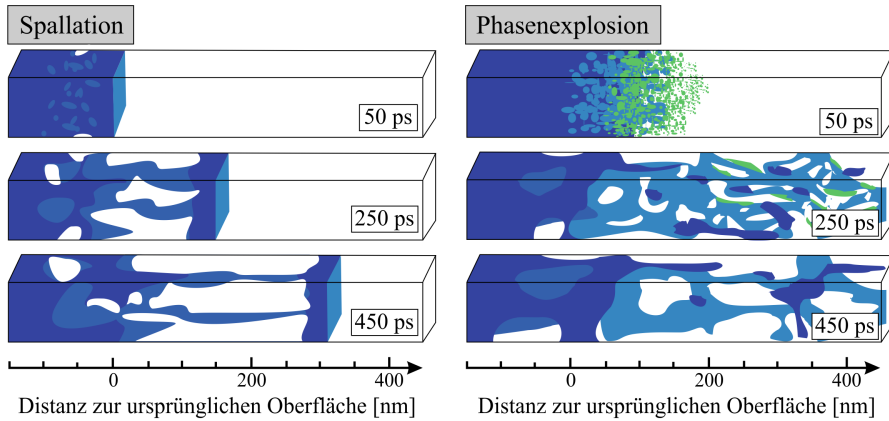


Bild 2.4: Spallations- und Phasenexplosions-Prozess bei der Laserbearbeitung von Aluminium mit einem ultrakurzen Laserpuls bei Fluenzen knapp über der Ablationsschwellfluenz (links) und bei etwa dreifacher Ablationsschwellfluenz (rechts) [72].

mehreren 100 ps als Partikelwolke abgetragen wird [72] (Bild 2.4 rechts). Ein analoger Abtragsprozess kann auch für Pulsdauern beobachtet werden, welche zu lange sind, um die Bedingung des Druckeinschlusses zu erfüllen, welche aber im Bereich des thermischen Energieeinschlusses liegen [58]. Neben der analytischen Beschreibung der Spallation und der Phasenexplosion [68] und deren Darstellung mittels molekulardynamischer Simulationen [58] (Abschnitt 2.2.3) können diese Effekte auch experimentell beobachtet werden, worauf in Abschnitt 2.3.2 eingegangen wird.

### 2.1.3 Berechnung der Ablationsenergetik

Zur mathematischen Berechnung der Ablationseffizienz von laserbestrahlten Materialien werden folgende drei Annahmen getroffen:

- Das Material wird bei Spitzenfluenzen  $F_0 = 2E/(\pi w_0^2)$ , welche gleich oder größer einer Ablationsschwellfluenz  $F_{thr}$  sind, abgetragen. Unterhalb  $F_{thr}$  findet kein Abtrag statt.
- Die ins Material eingestrahlte Energie wird entsprechend dem Lambert-Beerschen Gesetz (Gleichung (2.4)) abgeschwächt [74]. Wie in Abschnitt 2.1.2 erläutert, findet die Abschwächung dabei über der effektiven Energieeindringtiefe  $d_{eff}$  statt, welche zusätzlich zur optischen Eindringtiefe die Eindringtiefe heißer Elektronen berücksichtigt. Dass auch in diesem Fall die Abschwächung der Wärmequelle

nach dem Lambert-Beerschen Gesetz geschieht wurde experimentell für verschiedene Metalle gezeigt [7]. In theoretischen Arbeiten ist die Annahme des exponentiellen Energieabfalls auch bei Verwendung einer effektiven Energieeindringtiefe anstelle der reinen optischen Eindringtiefe eine gängige Methode [75].

- Es wird ein Laserstrahl mit räumlichem Gauß-Profil verwendet.

Die räumliche Fluenzverteilung ergibt sich dann zu

$$F(r, z) = F_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{w_0^2}\right) \exp\left(-\frac{z}{d_{eff}}\right). \quad (2.18)$$

$w_0$  ist der Strahlradius und  $d_{eff}$  die effektive Energieeindringtiefe. Der Radius  $r_{thr}$  an der Materialoberfläche ( $z = 0$ ), an dem die Schwellfluenz  $F_{thr}$  erreicht wird, bestimmt sich durch Auflösen zu

$$r_{thr}^2 = \frac{w_0^2}{2} \ln\left(\frac{F_0}{F_{thr}}\right) \quad (2.19)$$

und die Ablationstiefe  $z_{abl}$  zu

$$z_{abl}(r) = d_{eff} \left( \ln\left(\frac{F_0}{F_{thr}}\right) - \frac{2r^2}{w_0^2} \right). \quad (2.20)$$

Die Ablationstiefe  $z_{abl}$  im Spotzentrum ( $r = 0$ ) ist

$$z_{abl} = d_{eff} \ln\left(\frac{F_0}{F_{thr}}\right). \quad (2.21)$$

Wird  $z_{abl}$  über einen ausgedehnten Fluenzbereich experimentell bestimmt, können die Parameter Energieeindringtiefe  $d_{eff}$  und Ablationsschwellfluenz  $F_{thr}$  über eine Modellfunktionsanpassung ermittelt werden.

Die Ablationstiefe  $z_{abl}$  wird hier in Abhängigkeit der Schwellfluenz  $F_{thr}$  ausgedrückt.  $F_{thr}$  umschreibt die Energie, die in der Tiefe  $z_{abl}$  die bestrahlte Fläche *durchdringt*. Soll die Ablationstiefe  $z_{abl}$  im Spotzentrum in Abhängigkeit der benötigten Energie berechnet werden, welche in einem Volumenelement in dieser Tiefe *absorbiert* werden muss, um dieses abzutragen, muss die Fluenz (Gleichung (2.18) mit  $r = 0$ ) nach der Tiefe abgeleitet werden. Da es sich um absorbierte Energie handelt, muss zudem das Vorzeichen invertiert werden.

$$H_{abl} = -\frac{d}{dz_{abl}} F_{thr} = \frac{F_0}{d_{eff}} \exp\left(-\frac{z_{abl}}{d_{eff}}\right) \quad (2.22)$$

$H_{abl}$  bezeichnet in dieser Arbeit die Ablationsenthalpie. Diese definiert also die Energie, welche in der Abtragstiefe pro Volumenelement absorbiert wird und dient somit der Beschreibung der Energetik in der Abtragstiefe. Für Metalle beträgt  $H_{abl}$  typischerweise einige  $10\text{J}/\text{mm}^3$  [8, 6]. In Abhängigkeit der benötigten Abtragsenthalpie ergibt sich die Abtragstiefe dann zu

$$z_{abl} = d_{eff} \ln \left( \frac{F_0}{H_{abl} d_{eff}} \right). \quad (2.23)$$

Das abgetragene Volumen  $V$  kann durch Integration der Gleichung (2.20) berechnet werden:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{r_{thr}} z_{abl} r \, dr d\phi = \frac{1}{4} d_{eff} \pi w_0^2 \ln^2 \left( \frac{F_0}{F_{thr}} \right), \quad (2.24)$$

wobei für  $r_{thr}$  Gleichung (2.19) eingesetzt wird. Die Ablationseffizienz ergibt sich dann zu [76]

$$\frac{V}{E} = \frac{1}{2} \frac{d_{eff}}{F_0} \ln^2 \left( \frac{F_0}{F_{thr}} \right), \quad (2.25)$$

wobei  $V$  das Volumen ist, welches pro eingestrahelter Energie  $E$  abgetragen wird. Die Fluenz für effizientesten Materialabtrag  $F_{max}$  ergibt sich daraus zu  $F_{max} = e^2 F_{thr}$  [76]. Dieses theoretisch ermittelte Maximum wurde auch experimentell für verschiedene Materialien wie beispielsweise Stahl [77] und Kupfer [78] nachgewiesen.

## 2.2 Aktuelle Forschungsgebiete in der Lasermaterialbearbeitung

Die Verwendung von ultrakurzen Laserpulsen zur Bearbeitung von Metallen ermöglicht präzisen und effizienten Materialabtrag [1]. Aufgrund dessen beschäftigt sich eine Vielzahl an Forschungsgebieten mit dieser Thematik. In den folgenden Abschnitten wird der Forschungsstand auf drei dieser Gebiete zusammengefasst. Im ersten Abschnitt wird der Stand der Forschung zur Verwendung von Laserpulsen mit verschiedenen langen Pulsdauern im ultrakurzen Zeitbereich dargestellt. Im zweiten Abschnitt wird der aktuelle Kenntnisstand zum Arbeiten mit Laserdoppelpulsen erläutert und im dritten Abschnitt ein Überblick über simulationsgestützte Arbeiten zur Beschreibung transientser Materialeigenschaften gegeben. Am Ende dieses Kapitels werden offene Fragestellungen aufgeführt und ein Lösungsansatz vorgeschlagen, wie diese Fragestellungen untersucht werden können.

### 2.2.1 Metallbearbeitung mit Laserpulsen verschiedener Pulsdauern

Ultrakurzpulslaser mit Pulsdauern im niedrigen Pikosekunden- und Femtosekundenbereich gewinnen für industrielle Anwendungen mehr und mehr an Bedeutung. Bei Kurzpulslasern mit längeren Pulsdauern im Nanosekundenbereich ist die thermische Diffusion von Gitterschwingungen dominiert [79]. Die thermische Diffusionslänge kann dann als

$$L_{th} = \sqrt{D_T \tau_p} \quad (2.26)$$

berechnet werden [48]. Für einen Puls der Pulsdauer  $\tau_p = 1$  ns ergibt sich mit dem thermischen Diffusionskoeffizient für Al von  $D_T = 9,7 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  [59] eine Diffusionslänge von  $L_{th} = 311$  nm. Für einen 1 ps langen Laserpuls lässt sich die Diffusionslänge hingegen zu  $L_{th} = 9,8$  nm abschätzen, was vergleichbar der optischen Eindringtiefe ( $\approx 10$  nm [20]) und kleiner als die Eindringtiefe heißer Elektronen (einige 10 nm [41]) ist. Das bedeutet, dass die eingestrahlte Energie bei Piko- und Femtosekundenpulsen in erster Näherung vollständig im bestrahlten Volumen verbleibt und nicht durch thermische Gitterdiffusion in das umgebende Material abgegeben wird (siehe "thermal confinement" Abschnitt 2.1.2) [80]. Der schnelle Übergang des bestrahlten Volumens in die Gas- oder Plasmaphase unterbindet zudem die Ausbildung von Schmelzrändern und -aufwürfen an den Kanten der erzeugten Strukturen [1]. Man spricht bei dieser Art von Materialabtrag von "kalter Ablation" [8]. Diese ermöglicht präzise Materialbearbeitung mit minimaler Wärmeeinflusszone [81] und ohne Rissbildung im angrenzenden Material [82].

Ein weiterer Vorteil von ultrakurzen Laserpulsen im Femto- und niedrigen Pikosekundenbereich im Vergleich zu Pulsen mit Pulsdauern von einigen hundert Pikosekunden ist die oftmals erhöhte Ablationseffizienz bei gleicher eingestrahlter Energie [83]. Für verschiedene Metalle wie Kupfer und Stahl [84] oder Aluminium [2] kann die Ablationseffizienz durch Reduktion der Pulsdauer um das etwa 5 bis 10-fache erhöht werden. Für Al ergibt sich beispielsweise bei einer Pulsdauer von  $\tau_p = 34$  ps eine Effizienz von  $5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^3/\text{J}$  während bei einer Pulsdauer von  $\tau_p = 900$  fs eine Effizienz von  $5 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3/\text{J}$  gemessen wurde [2]. Erklärt wird dieses Verhalten durch erhöhte Wärmediffusion bei längeren Pulsdauern – und somit von Energieverlusten, also Energie, welche nicht zur Ablation beiträgt [85]. Weiterhin wird angenommen, dass die auftreffende Strahlung zu späteren Zeiten in der sich bildenden Schmelze weniger stark absorbiert oder vom erzeugten Plasma abgeschirmt wird [86].

Von großem Interesse ist die Pulsdauer, ab welcher eine Minderung der Ablationseffizienz auftritt. Diese Pulsdauer trennt den Ultrakurzpuls- vom Kurzpulsbereich, also den Pulsdauerbereich, in dem die Energiedeposition von der optischen Eindringtiefe und der Eindringtiefe heißer Elektronen dominiert wird (UKP-Bereich) und den Pulsdauerbereich, in dem die thermische Diffusionslänge des Gitters dominiert (Kurzpulsbereich) [85]. Dabei wird in einigen Veröffentlichungen davon ausgegangen, dass solange die Pulsdauer kleiner ist als die Thermalisierungszeit  $\tau_{e-ph}$ , keine Änderung der Ablationseffizienz auftreten kann [86]. In diesem Zeitbereich findet demnach kein signifikanter Energieübertrag von den Elektronen an das Gitter statt, so dass dieses noch unbeeinflusst bleibt [85]. Erst bei Pulsdauern, welche  $\tau_{e-ph}$  überschreiten, findet thermische Diffusion im Gittersystem statt, beziehungsweise erst ab diesen Pulsdauern wechselwirken die zuletzt auftreffenden Teile des Pulses mit dem bereits expandierenden und aufgeschmolzenen Material [87]. In der Literatur finden sich jedoch unterschiedliche Werte für Thermalisierungszeiten (zum Beispiel Al: 2 ps [43] - 7 ps [69] und Cu: 10 ps [85] - 50 ps [88]). Auch die kritische Pulsdauer, welche den Ultrakurzpulsabtrag vom Kurzpulsabtrag trennt, wird als Intervall bestimmt (zum Beispiel Al: 1,5 ps - 23,7 ps [89] und Cu: 0,7 ps bis 224 ps [85]). Gemessene Ablationseffizienzen zeigen dagegen bereits eine Abnahme bei Pulsdauern kleiner 5 ps auf Aluminium [85] (Bild 2.5 links), Kupfer [83] und Stahl [90] also in Zeitbereichen welche  $\tau_{e-ph}$  unterschreiten. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass auch der Teil der eingestrahlten Energie, welcher innerhalb  $\tau_{e-ph}$  ans Gitter übertragen wird, zu Wärmeverlusten oder

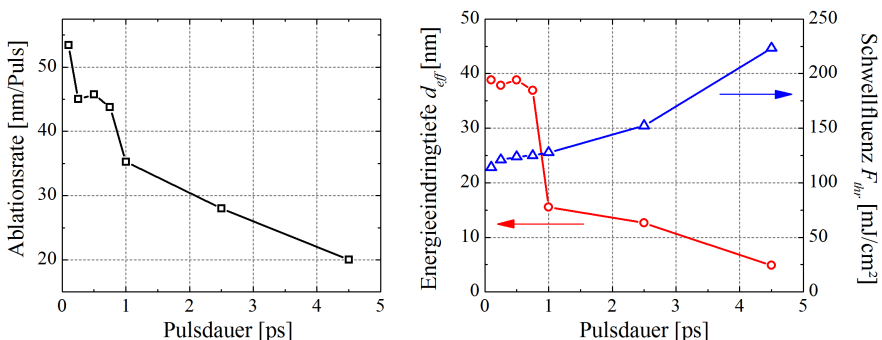


Bild 2.5: Links: Ablationsrate von laserbestrahltem Al für verschiedene Pulsdauern ( $F_0 = 1,6 \text{ J/cm}^2$ ,  $\lambda = 800 \text{ nm}$ ;  $\approx 90$  Pulse pro Position). Rechts: Zugehörige gemessene Schwellfluenzen und Energieeindringtiefen [85].

zur Ausdehnung des Materials und damit zur Reduktion des Zustandes des Druckeinschlusses führt und somit die Effizienz senkt.

Bei der Verwendung verschiedener Pulsdauern konnte ermittelt werden, dass eine Zunahme der Pulsdauer zu einer Zunahme der Schwellfluenz führt [85] (Bild 2.5 rechts). Wird die Pulsdauer beispielsweise von 1 ps auf 5 ps erhöht, wird eine nahezu verdoppelte Schwellfluenz für Al gemessen ( $\tau_p = 1$  ps:  $F_{thr} = 130$  mJ/cm<sup>2</sup>;  $\tau_p = 5$  ps:  $F_{thr} = 225$  mJ/cm<sup>2</sup>). Zum anderen wurde berichtet, dass die Energieeindringtiefe  $d_{eff}$  für die untersuchten Metalle Al [85] (Bild 2.5 rechts) sowie Cu und Stahl [76] mit länger werdender Pulsdauer abnimmt (z.B. Al  $\tau_p = 1$  ps:  $d_{eff} = 35$  nm;  $\tau_p = 5$  ps:  $d_{eff} = 20$  nm). Zu beachten ist dabei, dass die elektronische Eindringtiefe  $d_{el}$  temperatur- und damit pulsdauerabhängig ist [41] und dass sich auch die optischen und mechanischen Materialeigenschaften während dessen Bestrahlung ändern (Abschnitt 2.1.2). Dies hat zur Folge, dass auch  $d_{opt}$  eine über die Pulsdauer transiente Größe darstellt. Während die veröffentlichten Werte der Energieeindringtiefe eine zeitunabhängige resultierende Größe darstellen, ist der zeitliche Verlauf von  $d_{el}$  und  $d_{opt}$  beziehungsweise deren Beitrag zur Energieeindringtiefe  $d_{eff}$  noch unbekannt. Somit kann keine Aussage darüber getroffen werden, ob die sich während des Pulsauftreffens ändernde elektronische Diffusionslänge oder aber die sich ändernde optische Eindringtiefe für die pulsdauerabhängige Änderung der effektiven Eindringtiefe – und der damit nach dem vereinfachten Modell 2.25 korrelierenden Ablationseffizienz – verantwortlich ist.

### 2.2.2 Metallbearbeitung mit ultrakurzen Laserdoppelpulsen

Laserdoppelpulse mit Pulsabständen von weniger als einer Nanosekunde bieten die Möglichkeit, den Energieeintrag durch die Laserpulse bei der Materialbearbeitung zu modifizieren. Dadurch kann der Materialabtrag gesteuert und die erzeugte Oberflächenqualität beeinflusst werden. So wurde beispielsweise in Silizium bei der Bearbeitung mit Laserdoppelpulsen im Vergleich zu Einzelpulsen gleicher Fluenz eine von 400 nm auf 500 nm erhöhte Ablationstiefe erzielt ( $F_0 = 2$  J/cm<sup>2</sup>,  $\tau_p = 100$  fs,  $\lambda = 800$  nm) [91]. Die Erhöhung konnte jedoch nur bei Pulsabständen < 20 ps und moderaten Fluenzen (< 3 J/cm<sup>2</sup>) erreicht werden. Bei Pulsabständen > 20 ps wurde dagegen eine verminderte Abtragstiefe von 250 nm beobachtet [92].

Auch bei der Doppelpulsbearbeitung von Metallen lassen sich gegensätzliche Trends erkennen. Bei Fluenzen weit über der Fluenz für effizientesten Materialabtrag von  $7,4F_{thr}$  [8] (Abschnitt 2.1.3) – also in Bereichen, welche für industrielle Anwendungen eher irrelevant sind – wurden erhöhte

Ablationseffizienzen bei der Verwendung von Laserdoppelpulsen gemessen. Eine Abtragstiefensteigerung von  $5\ \mu\text{m}$  auf  $20\ \mu\text{m}$  wurde in Edelstahl beim Strukturieren von Gräben mit 1000 Pulsen pro Position bei der etwa 100-fachen Schwellfluenz von  $16,7\ \text{J}/\text{cm}^2$  gemessen [93]. Beim Strukturieren von Gräben in Stahl, Aluminium und Kupfer mit einem zusätzlichen um  $1\ \text{ps}$  zeitverzögerten Puls ( $5\ \text{J}/\text{cm}^2 + 0,2\ \text{J}/\text{cm}^2 \approx 50$ -fache Multipulsschwelle) konnte ebenfalls eine erhöhte Ablationstiefe (bis zu 40%) und weniger Gratbildung verglichen mit Messungen ohne zusätzlichen zweiten Puls erzielt werden [94]. Dieser Effekt wurde jedoch nur beim Strukturieren von Gräben mit 10 oder mehr Überfahrten beobachtet, nicht jedoch bei beim Strukturieren mit einfacher Überfahrt.

Im Gegensatz zu den Veröffentlichungen über Effizienzsteigerungen bei Fluenzen weit über dem Ablationsoptimum berichtet eine Mehrzahl an Veröffentlichungen über einen signifikanten Rückgang der Ablationseffizienz. Verwendet wurden dabei Laserdoppelpulse über weite Fluenz- und Pulsabstandsbereiche. Die Fluenzbereiche lagen dabei bei Fluenzen um das Ablationsoptimum von  $7,4F_{thr}$  herum, welche für industrielle Anwendungen von besonderem Interesse sind [84]. Roberts *et al.* beschreiben eine verringerte Ablationsrate bei der Bearbeitung von Silberfolien mit ultrakurzen Laserdoppelpulsen für alle untersuchten Verzögerungszeiten bis  $3,4\ \text{ns}$  und bei Gesamtfluenzen von bis zu  $70F_{thr}$  [18]. Bei der 9-fachen Schwellfluenz sinkt hier die Abtragsrate beispielsweise von  $450\ \text{nm}/\text{Puls}$  auf  $300\ \text{nm}/\text{Puls}$  wenn der Pulsabstand von  $200\ \text{fs}$  auf  $10\ \text{ps}$  erhöht wird. Erst bei Fluenzen, welche die 70-fache Schwellfluenz überschreiten, konnte auch hier eine von  $850\ \text{nm}/\text{Puls}$  für  $\Delta t = 200\ \text{fs}$  auf  $1150\ \text{nm}/\text{Puls}$  für  $\Delta t = 10\ \text{ps}$  erhöhte Ablationsrate erzielt werden. Übereinstimmend wird ebenfalls von einer Effizienzminderung bei der Laserdoppelpuls-Bearbeitung von Aluminium [17] (Bild 2.6), Kupfer [95], Nickel [96] und Stahl [97] berichtet. Die ultrakurzen Einzelpulse der Doppelpulssequenz hatten dabei jeweils eine Fluenz zwischen der Ablationsschwellfluenz und der etwa 20-fachen Ablationsschwellfluenz. Die beobachtete Effizienzminderung in diesen Experimenten war bei Pulsabständen von einigen 10 Pikosekunden sogar so stark ausgeprägt, dass durch eine Doppelpulssequenz weniger Material abgetragen wurde als durch einen einzelnen Puls der Sequenz [95]. Demnach hemmte der zweite Puls den Materialabtrag, welcher durch den ersten Puls induziert worden war [17].

Erklärungsansätze für dieses Abtragsverhalten wurden folgendermaßen formuliert: Ein erstes Zeitintervall wird durch die Aufheizzeit des Gitters und somit durch die Elektron-Phonon-Relaxationszeit des Materials, welche

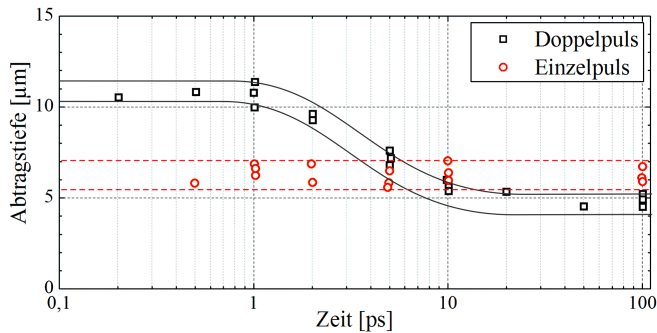


Bild 2.6: Abtragstiefen bei der Materialbearbeitung mit Laserdoppelpulsen unterschiedlicher Pulsverzögerung und Einzelpulsen als Referenz bei der Zeit der jeweiligen Doppelpulsmessung aufgetragen. Abtragstiefe nach jeweils 30 Doppel- oder Einzelpulsen mit  $20 \mu\text{J}$  Pulsenergie. Messpunkte exemplarisch für Kupfer und Aluminium [17].

bei Metallen typischerweise wenige Pikosekunden beträgt ( $\approx 2 - 7 \text{ ps}$  für Al [43, 69]), definiert. Ein Doppelpuls mit einem Pulsabstand in diesem Zeitintervall sollte demnach das gleiche Abtragsvolumen wie ein Einzelpuls identischer Gesamtenergie generieren. Die Energie der Doppelpulse wird in erster Näherung im elektronischen System deponiert, bevor sie ans Gitter weitergegeben wird, wodurch sich der Abtrag nicht von dem des Einzelpulses unterscheidet [98].

Wird der Pulsabstand zwischen den Doppelpulsen erhöht ( $\approx 5 - 20 \text{ ps}$ ), wird eine Abnahme des Abtragsvolumens beobachtet. Semerok *et al.* erklären dies durch partielle Plasmaabschirmung des zweiten Pulses [17]. Noël *et al.* diskutieren hingegen die These, dass der elektronische Wärmetransport im – durch den ersten Puls – aufgeheizten Material reduziert wird und somit die Energie des zweiten Pulses in eine geringere Tiefe eindringt [95]. Ein weiterer Erklärungsansatz beruht auf der Interaktion von Druck- und Verdünnungswellen [99]. Demnach initiiert der erste Puls eine ins Material laufende Druckwelle, welcher wiederum eine Verdünnungswelle folgt, welche schließlich den Materialabtrag auslöst. Trifft nun nach wenigen Pikosekunden der zweite Puls auf das bestrahlte Material, löst dieser wiederum eine Druckwelle aus, welche die Verdünnungswelle des ersten Pulses und somit den Materialabtrag abschwächt [100].

Im dritten Zeitintervall von einigen 10 ps wird der zweite Puls vom Plasma oder den Partikeln absorbiert, welche vom ersten Puls generiert wurden [97]. Zum einen trägt die so absorbierte Energie nicht zum Abtrag bei [95], zum anderen kann das Aufheizen des Plasmas oder der Partikel zu einer

erneuten Ausbildung von Druckwellen im abgetragenen Material führen, welche das Material auf die Probe zurück beschleunigen und so zu einer Material-Redeposition führen [101].

Nach einigen 100 ps wird die sich ausbreitende und somit verdünnende Plasma- oder Partikelwolke transparent [12], so dass die Energie des zweiten Pulses wieder auf die Probenoberfläche vordringt und sich das Abtragsvolumen erhöht [97].

### 2.2.3 Erforschung transienter Materialeigenschaften mittels numerischer Simulationen

Numerische Simulationen des Materialverhaltens in Folge der Bestrahlung mit einem ultrakurzen Laserpuls bieten die Möglichkeit, transiente Materialparameter zu ermitteln, welche nicht direkt messbar sind [102]. Dazu zählen beispielsweise lokale Temperaturen des Elektronen- oder des Gittersystems, Drücke in verschiedenen Tiefen des bestrahlten Materials oder die dazugehörigen Dichten [75]. Daher wurde das Materialverhalten bereits in einer Vielzahl an Simulationen basierend auf verschiedenen Modellierungsansätzen untersucht.

Ein erster Ansatz basiert auf rein kontinuumsmechanischen Modellen [103]. Dabei wird das bestrahlte Material durch ein Gitter, bestehend aus verknüpften Knotenpunkten, beschrieben. Die Eigenschaften der einzelnen Knotenpunkte, wie Temperatur und Druck, werden zu jedem Zeitpunkt berechnet [49]. Dabei bleibt die Struktur des Gitters aber zu jedem Zeitpunkt erhalten – ein Aufreißen der Schicht oder ein Ablösen von einzelnen Teilstücken kann nicht dargestellt werden. Kontinuumsmechanische Modelle wurden unter anderem verwendet, um die Ausbildung von periodischen Oberflächenstrukturen in laserbestrahltem Silizium nachzubilden [104]. Weiterhin wurde ein solches Modell entwickelt, um das optische und mechanische Verhalten in laserbestrahltem Kupfer zu analysieren [38]. Die Basis dieses Modells bildete dabei das Zwei-Temperatur-Modell (Abschnitt 2.1.2) und eine genaue Beschreibung der optischen, thermischen und optomechanischen Materialeigenschaften. Zeitaufgelöste Messungen des komplexen Brechungsindex, welche im Laufe dieser Arbeit durchgeführt wurden, dienten der Validierung des Modells. So konnte beispielsweise gezeigt werden, dass thermisch angeregte d-Band-Elektronen und die Ausdehnung des Materials bereits in den ersten Pikosekunden nach dem Pulaufreffen die Absorption des einfallenden Probe-Pulses beeinflussen und einen wesentlichen Beitrag zur schnellen Änderung des komplexen Brechungsindex liefern [38].

Ein zweiter Ansatz zur Simulation von transienten Materialeigenschaften beruht auf hydrodynamischen Modellen [105]. In diesen wird die Zustandsgleichung (EOS von “*equation of states*”) für das bestrahlte Material für jeden Zeitpunkt gelöst [71]. Zusätzlich zu reinen kontinuumsmechanischen Modellen ermöglichen hydrodynamische Modelle auch die Simulation des Materialabtrisses und des -abtrags. Auf diese Weise wurden beispielsweise Plasmaeigenschaften in laserbestrahltem Silber [106] und Aluminium [107] bei hohen Leistungsdichten ( $\approx 10^{14} \text{ W/cm}^2 \hat{=} 1000 F_{thr}$ ) nachgebildet. Anisimov *et al.* fokussierten sich in weiteren Arbeiten ebenfalls auf die hydrodynamische Simulation der Laserablation von Aluminium, jedoch bei Fluenzen an der Ablationsschwelle [43]. Die Temperatur-, Dichte- und Druckentwicklung wurde in den ersten 2,7 ps nach Auftreffen des Laserpulses berechnet. Als Laserquelle wurde in diesen Experimenten ein Cr:Forsterit-Laser ( $\lambda = 1240 \text{ nm}$ ,  $\tau = 100 \text{ fs}$ ) angenommen. Zur experimentellen Validierung der simulierten Daten wurden zeitaufgelöste interferometrische Messungen (Abschnitt 2.3.3, Absatz 3 [107]) beziehungsweise Messungen des Abtragsvolumens im Endzustand, induziert durch einen entsprechenden Laser, durchgeführt. Povarnitsyn *et al.* entwickelten ebenfalls ein hydrodynamisches Modell zur Simulation der Laser-Materie-Interaktion in Metallen [108]. Die Simulationen beschreiben das Materialverhalten induziert durch einen Ti:Saphir-Laser ( $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $\tau = 100 \text{ fs}$ ). In einer frühen Veröffentlichung [71] basiert das Modell auf gemessenen Abtragstiefen in Aluminium im Ablationsendzustand und in einer weiter entwickelten Form [102] auf zeit- und polarisationsaufgelösten Reflektionsmessungen ebenfalls in Aluminium von Widmann *et al.* (Abschnitt 2.3.3, Absatz 3 [109]). Später wurde dieses Modell ebenfalls dazu genutzt um den Doppelpulsabtrag in Kupfer [95] zu simulieren [100]. So konnte festgestellt werden, dass zwei Druck- beziehungsweise Verdünnungswellen, die durch die beiden Teilpulse im Material ausgelöst werden, interagieren [99]. Dies führt zu einer Reduzierung des resultierenden Drucks und damit zur Minimierung des Materialabtrags (Abschnitt 2.2.2).

Ein dritter Ansatz wird durch molekulardynamische Modelle dargestellt [110]. Dabei werden die Eigenschaften und Wechselwirkungen zwischen einzelnen Atomen oder Molekülen berechnet. Aus dem sich ergebenden großen Rechenaufwand sind die Abmessungen des simulierten Volumens üblicherweise auf den Bereich von  $\text{nm}^3$  beschränkt [56]. Simuliert wurde mit molekulardynamischen Modellen das Abtragsverhalten von laserbestrahltem Silizium [111], Nickel [57], Kupfer [112] und Gold [46]. Wu *et al.* simulierten das Abtragsverhalten von laserbestrahltem Aluminium [72].

Als Laserquelle wurden Parameter eines Ti:Saphir-Lasers eingebunden. Simulationen über einen weiten Fluenzbereich von der Schwellfluenz für Materialabtrag bis hin zur 3-fachen Schwellfluenz zeigen die verschiedenen vorherrschenden Abtragsmechanismen: von der Abtrags-/Spallationsschwellfluenz bis zu deren 2,5-fachen Fluenz wird Material in Form einer wenigen Nanometer dünnen Spallationsschicht abgetragen; bei Fluenzen, die die 2,5-fache Spallationsschwellfluenz überschreiten, findet im Gegensatz dazu der Abtrag als Phasenexplosion statt (Abschnitt 2.1.2) [72].

Begleitend zu der hier vorliegenden experimentellen Arbeit wurden ebenfalls Simulationen der Laser-Materie-Wechselwirkung in Aluminium durchgeführt. Genutzt wurde dazu die an der *Russian Academy of Sciences (RAS)* entwickelte Software *Virtual Laser Laboratory (VLL)* [113], welche für die Berechnung von Laserexperimenten online frei verfügbar ist [114]. *VLL* basiert auf Gleichungen zur Erhaltung der Masse, des Impulses und der Energie des Elektronen- und des Gittersystems in einem Zwei-Temperatur-Modell (Abschnitt 2.1.2). Dieses numerische Modell wird in einem eindimensionalen Ein-Fluid-System in hydrodynamischer Lagrangian Schreibweise dargestellt [102]. Implementiert ist zudem der Wärmetransport, die Ionisation, die Plasmaexpansion und eine Zwei-Temperatur-Zustandsgleichung des bestrahlten Materials [71]. Gelöst werden diese in [71] und [102] angeführten Gleichungen mittels eines am *RAS* selbst geschriebenen C++ - Codes. *VLL*-Simulationen der Laserbearbeitung von Al wurden beispielsweise auch in [115] und [116] veröffentlicht.

Zur korrekten Beschreibung der Laser-Materie-Wechselwirkung bei der in dieser Arbeit verwendeten Laserwellenlänge von 1056 nm und bei dem in dieser Arbeit verwendeten Al-Material wurden die optischen Parameter des simulierten Aluminiums in Zusammenarbeit mit Daniel Förster vom IFSW in Stuttgart und Jan Winter vom Laserzentrum München angepasst.

Die dielektrische Funktion wurde dabei durch eine Funktionsanpassung der Gleichung (2.9) an spektroskopisch aufgelöste ellipsometrische Daten der in dieser Arbeit verwendeten Aluminiumproben bestimmt. Diese Daten wurden mittels eines kommerziellen Ellipsometers (Ocean Optics "SpecEl2000") gewonnen. Die Anpassungsfunktion unter Verwendung von drei kritischen Punkten betrug [38]

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} + \sum_{p=1}^3 \left( B_p \Omega_p \left( \frac{e^{i\Phi_p}}{\Omega_p - \omega - i\Gamma_p} \right) \left( \frac{e^{-i\Phi_p}}{\Omega_p + \omega + i\Gamma_p} \right) \right). \quad (2.27)$$

Die Plasmafrequenz wurde nach Gleichung (2.8) berechnet, wobei die Elektronenmasse  $m_e$  durch eine effektive Masse von  $m_{eff} = 1,67m_e$  ersetzt wurde. Der Initialwert der Plasmafrequenz betrug  $\omega_p = 1,6682 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ . Der Initialwert der effektiven Kollisionsfrequenz  $\nu$  betrug 6,9 fs. Für die kritischen Punkte ergaben sich folgende Parameter:

$p$	$B_p$	$\Omega_p$ [ $10^{15} \text{ s}^{-1}$ ]	$\Phi_p$	$\Gamma_p$ [ $10^{14} \text{ s}^{-1}$ ]
1	1,1	6,3	3,0	4,3
2	5,0	1,9	0,5	4,1
3	5,4	2,2	-1,1	3,3

$B_p$  stellt einen Gewichtungsfaktor der kritischen Punkte dar,  $\Omega_p$  die Frequenz des kritischen Punktes,  $\Phi_p$  die Phase und  $\Gamma_p$  einen Verbreiterungsparameter. Das Ergebnis der Funktionsanpassung an die experimentellen Messwerte ist in Bild 2.7 dargestellt. Für die in dieser Arbeit relevanten

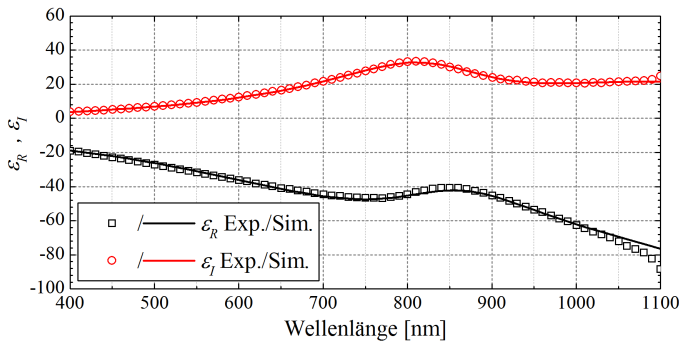


Bild 2.7: Funktionsanpassung des DCP-Modells mit drei kritischen Punkten (“Sim.”) an experimentelle spektroskopisch aufgelöste Daten (“Exp.”) der dielektrischen Funktion  $\epsilon_r = \epsilon_R - i\epsilon_I$  des in dieser Arbeit verwendeten Al.

Wellenlängen von 528 nm und 1056 nm lassen sich die kritischen Punkte zu einem einzelnen Summanden  $\epsilon_{bb}(\lambda)$  zusammenfassen, welcher somit den Gesamtbeitrag der gebundenen Elektronen zur dielektrischen Funktion bei der entsprechenden Wellenlänge wiedergibt. Der Parameter  $\epsilon_{bb}(\lambda)$  berechnet sich zu

$$\begin{aligned} \epsilon_{bb}(528 \text{ nm}) &= -8,252 + i \cdot 6,800 \\ \epsilon_{bb}(1056 \text{ nm}) &= 12,587 + i \cdot 6,174. \end{aligned}$$

Die transiente effektive Kollisionsfrequenz  $\nu$ , welche in die Berechnung der zeitaufgelösten dielektrischen Funktion eingeht, wurde zu

$$\nu = A + B (T_l - 293 \text{ K}) \frac{\rho_m}{\rho_{m0}} + C \frac{\rho_m}{\rho_{m0}} (c_1 T_e)^2 \frac{1 + 0,479 (c_1 T_e)^{0,8}}{1 + 0,6585 (c_1 T_e)^{2,2}}$$

bestimmt [117]. Die Variablen  $A = 0,314 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ,  $B = 0,10838 \cdot 10^{15} (\text{K s})^{-1}$ ,  $C = 6,88 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$  wurden im Abgleich mit den experimentellen PPE-Daten ermittelt. Die Konstante  $c_1$  betrug  $c_1 = 0,0444 \text{ K}^{-1}$ . Der Änderung der Bandstruktur durch Dichteänderungen wird darin durch die Relation  $\rho_m/\rho_{m0}$  Rechnung getragen. Dabei bezeichnet  $\rho_m$  die sich durch Ausdehnung des Materials ändernde Dichte, während  $\rho_{m0}$  der Festkörperdichte von Aluminium ( $2,712 \text{ g/cm}^3$  [59]) entspricht.

Die sich aus der hydrodynamischen Simulation ergebenden Erkenntnisse sind im Ergebnisteil dieser Arbeit in Abschnitt 5.4 aufgeführt.

#### 2.2.4 Zusammenfassung offener Fragestellungen

Wie aus Abschnitt 2.2.1 zur Lasermaterialbearbeitung mit unterschiedlich langen Pulsdauern hervorgeht, ist eine Abnahme der Ablationseffizienz bei längeren Pulsdauern nach Gleichung 2.25 mit einer Abnahme der Energieeindringtiefe  $d_{eff}$  verknüpft. Unklar ist dabei die Ursache der Abnahme von  $d_{eff}$ , welche sich aus optischer Eindringtiefe und der Eindringtiefe heißer Elektronen ( $d_{el}$  und  $d_{opt}$ ) zusammensetzt. Es stellen sich demnach die Fragen: Verringert sich die optische Eindringtiefe des Materials während des Pulsauftreffens? Oder muss als Grund für die Abnahme von  $d_{eff}$  eine Abnahme von  $d_{el}$  angenommen werden? Kann eine Verringerung der optischen Eindringtiefe während des Pulsauftreffens die Abnahme der Energieeindringtiefe und die damit verbundene Abnahme der Ablationseffizienz bei längeren Pulsdauern erklären?

Weitere Fragestellungen ergeben sich aus den Untersuchungen zur Materialbearbeitung mit Laserdoppelpulsen (Abschnitt 2.2.2). Eine Verringerung der Abtragtiefe mit größer werdendem Pulsabstand wird hier durch die Auslöschung von Druck- beziehungsweise Verdünnungswellen [100] oder durch die Abschirmung des zweiten Pulses durch Plasma- oder Partikelbildung [97] erklärt. Die Abschirmung durch eine Plasma- oder Partikelwolke kann unterbunden werden, indem dem ersten Puls der Doppelpulssequenz eine Fluenz unterhalb der Ablationsschwellfluenz zugeordnet wird. Veröffentlichungen solcher Untersuchungen mit einem ersten Puls bei einer Fluenz unterhalb der Ablationsschwellfluenz sind jedoch bisher nicht bekannt.

Offene Fragen bei der Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserdoppel-pulsen sind also: Wie ändert sich die Ablationseffizienz eines Laserdoppel-pulses, wenn der erste Puls der Sequenz eine Fluenz unterhalb der Ablationsschwellfluenz aufweist? Wie wirken sich die transienten optischen Eigenschaften des Materials bei Umgehung von Plasma- oder Partikelabsorption auf die Ablationseffizienz aus? Können die optischen Eigenschaften des bestrahlten Materials durch den ersten Puls so präpariert werden, dass der zweite Puls effizienter und in größerer Tiefe absorbiert wird und die Gesamteffizienz der Doppelpulssequenz steigt?

Die in Abschnitt 2.2.3 aufgeführten numerischen Modelle zur Simulation der Laserbearbeitung von Aluminium wurden entweder mit Experimenten abgeglichen, welche mit akademischen Ti:Saphir- [108] oder Cr:Forsterit-Lasern [107] bei Wellenlängen von 800 nm beziehungsweise 1240 nm durchgeführt wurden, oder sie wurden nicht anhand experimenteller Daten validiert. Soll die Laser-Materie-Wechselwirkung bei der Bestrahlung mit industriell relevanten Nd:Glas-Lasern studiert werden, muss das genutzte Modell mit entsprechenden experimentellen Daten bei einer Laserwellenlänge von  $\lambda \approx 1056$  nm abgeglichen werden. Die sich dann ergebenden Fragen lauten:

Können vorhandene Simulationsmodelle experimentell bestimmte zeitaufgelöste Daten nachbilden, welche bei industriell oft angewandten Wellenlängen ( $\approx 1064$  nm), Pulsdauern ( $\approx 600$  fs) und über weite Fluenzbereiche unter, an und über  $F_{thr}$  gemessen wurden? Welche neuen Erkenntnisse ergeben sich aus den experimentell validierten Simulationen durch nicht direkt messbare Größen, wie beispielsweise orts- und zeitaufgelösten Temperaturen und Dichten? Wann fängt das bestrahlte Material an sich auf mikroskopischer Skala auszudehnen und mit welcher Geschwindigkeit erfolgt dies? Welchen Zustand hat das Material wenn ein zweiter Puls einer Doppelpulssequenz nach einigen Pikosekunden auf das Material trifft?

Um diese Fragestellungen untersuchen und beantworten zu können, sind zeitaufgelöste experimentelle Daten notwendig, welche die optischen und mechanischen Eigenschaften des bestrahlten Materials abbilden. Um dem industriellen Hintergrund der Fragestellungen gerecht zu werden, müssen die Daten bei industriell relevanten Fluenzen – also im Bereich zwischen der Ablationsschwellfluenz  $F_{thr}$  und der Fluenz für effizientesten Materialabtrag von  $7,4 F_{thr}$  – und bei industriell häufig genutzten Wellenlängen von  $\approx 1064$  nm und Pulsdauern von  $\approx 600$  fs erhoben werden. Zur Messung der zeitaufgelösten experimentellen Daten auf ultrakurzer Zeitskala eignen sich

am besten die Methoden der Pump-Probe-Reflektometrie und der Pump-Probe-Ellipsometrie. Auf diese Methoden wird im folgenden Kapitel näher eingegangen.

## 2.3 Methoden zur Vermessung statischer und transienter optischer Materialeigenschaften

### 2.3.1 Ellipsometrische Bestimmung des komplexen Brechungsindex

Auch wenn die Grundprinzipien für ellipsometrische Messungen schon seit mehr als 100 Jahren bekannt sind [21], so wurde der Begriff der Ellipsometrie erstmals im Jahre 1945 von Alexandre Rothen im Zusammenhang mit der Bestimmung von Schichtdicken dünner Filme verwendet [118]. Es dauerte jedoch weitere 50 Jahre, bis in die 1990er Jahre, bis sich Ellipsometer durch rasante Fortschritte in der computergestützten Messdurchführung und Datenanalyse als wertvolle Messinstrumente etablierten. In den folgenden zwei Abschnitten werden die Grundprinzipien für ellipsometrische Messungen sowie deren Anwendungsgebiete vorgestellt.

#### Grundprinzip ellipsometrischer Messungen

Ellipsometrische Messungen basieren auf der Analyse der polarisationsabhängigen Reflexion an Grenzflächen [119]. Dazu wird die Probe unter einem definierten Einfallswinkel und mit Licht eines definierten Polarisationszustandes bestrahlt. Nach der Reflektion hat sich der Polarisationszustand des Lichtes verändert, da s- und p-polarisierte Anteile von der Probe sowohl in der Phase als auch der Amplitude unterschiedlich reflektiert werden [33]. In der Regel ist das reflektierte Licht dann elliptisch polarisiert (Bild 2.8), woher die Messmethode ihren Namen hat. Anhand dieser Änderung kann auf die optischen Eigenschaften des bestrahlten Materials zurückgeschlossen und beispielsweise dessen komplexer Brechungsindex ermittelt werden [34]. Auf die Details der Messmethode wird im Folgenden näher eingegangen.

In dieser Arbeit wird im Modus des "rotierenden Analysators" gearbeitet. Die optische Komponente, welche die Polarisation auf der Probe einstellt, steht dabei in einem festen Winkel, während die Komponente, welche die Polarisation der reflektierten Strahlung analysiert, rotiert wird. Der Vorteil dieses Modus ist ein relativ einfacher Aufbau bedingt durch ein Minimum an notwendigen optischen Komponenten. Im Vergleich zu Aufbauten, welche mit Kompensatoren (z. B.  $\lambda/4$ -Plättchen [119]) arbeiten, werden zur ellipsometrischen Messung außerdem keine chromatischen

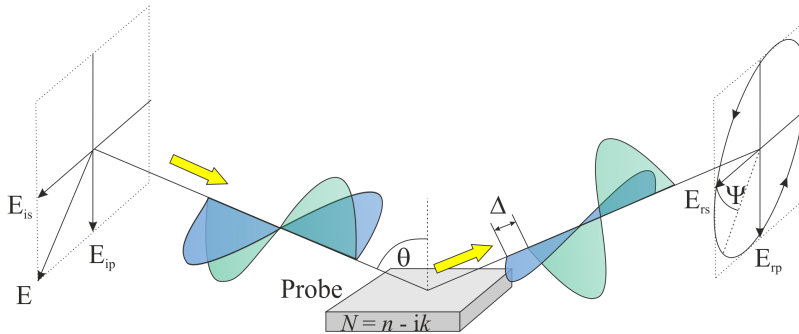


Bild 2.8: Prinzip der Polarisationsbeeinflussung für eine ellipsometrische Messung: Linear polarisiertes Licht ( $E_{is} = E_{ip}$ ;  $\Delta = 0$ ) wird unter schrägem Einfallswinkel  $\theta$  und  $45^\circ$  Polarisationswinkel auf die Probe gestrahlt. Das reflektierte Licht wird abhängig vom komplexen Brechungsindex des bestrahlten Materials  $N$  elliptisch polarisiert ( $E_{rs} \neq E_{rp}$ ;  $\Delta \neq 0$ ).

Optiken verwendet, welche verschiedene spektrale Anteile des ultrakurzen Laserpulses unterschiedlich beeinflussen würden. Ein Nachteil des rotierenden Analysator-Modus ist dadurch gegeben, dass Messungenauigkeiten bei Phasendifferenzen nahe  $\Delta = 0^\circ$  und  $180^\circ$  zunehmen [119]. Für eine Messung mit rotierendem Analysator wird Licht unter einem Einfallswinkel  $\theta$  auf die Probe gestrahlt.  $\theta$  wird dazu nahe des Brewster-Winkels (für viele Materialien typischerweise  $\approx 70^\circ$ ) gewählt, um Polarisationseffekte zwischen s- und p-polarisierter Strahlung zu maximieren. Das einfallende Licht wird durch eine polarisierende optische Komponente (“Polarisator”) linear polarisiert. Der Polarisationswinkel  $\varphi$  ist dabei typischerweise um  $45^\circ$  gegenüber der Einfallsebene verdreht. Somit erhält man gleiche Anteile an s- und p-polarisiertem Licht (senkrecht und parallel zur Einfallsebene) auf der Probe. Das Reflektionsverhalten dieser beiden Komponenten wird durch die komplexen Reflektionskoeffizienten  $r_s$  und  $r_p$  der Probe bestimmt. Da sich  $r_s$  und  $r_p$  unter schrägem Einfallswinkel unterscheiden, ist Licht, welches von der Probe reflektiert wird, dann elliptisch polarisiert. Im rotierenden Analysator-Modus wird die Elliptizität des Lichtes mit Hilfe einer rotierenden polarisierenden Komponente (“Analysator”) analysiert. Dazu wird der Analysator schrittweise um  $180^\circ$  gedreht und die transmittierte Intensität  $I$  in Abhängigkeit des Drehwinkels  $\phi$  detektiert. Die Intensitätsverteilung über dem Drehwinkel kann mit Gleichung (2.28) angepasst werden, welche eine harmonische Funktion mit  $180^\circ$  Periodizität beschreibt [119] (siehe Herleitung C) auf Seite 121).

$$I = I_0 [1 + \alpha \cos(2\phi) + \beta \sin(2\phi)] \quad (2.28)$$

Die Fourier-Koeffizienten  $\alpha$  und  $\beta$  können mit Hilfe einer diskreten Fourier Transformation berechnet werden [119].  $\alpha$  und  $\beta$  beschreiben die Amplitude und Phase der harmonischen Funktion. Die ellipsometrischen Winkel  $\Psi$  und  $\Delta$  werden mit den Gleichungen (2.29) und (2.30) berechnet (siehe Herleitung C) auf Seite 121).

$$\Psi = \arctan \left( \sqrt{\frac{1+\alpha}{1-\alpha}} \tan(|\varphi|) \right) \quad (2.29)$$

$$\Delta = \arccos \left( \frac{\beta}{\sqrt{1-\alpha^2}} \right) \quad (2.30)$$

Die ellipsometrischen Winkel  $\Psi$  und  $\Delta$  beschreiben das Amplitudenverhältnis (Gleichung (2.31)) sowie Phasendifferenz (Gleichung (2.32)) der s- und p-polarisierten Komponenten nach der Reflexion.

$$\tan(\Psi) = \frac{|r_p|}{|r_s|} \quad (2.31)$$

$$\Delta = \delta_{rp} - \delta_{rs} \quad (2.32)$$

$\delta_{rs}$  und  $\delta_{rp}$  stellen die Phase der reflektierten s- und p-polarisierten Komponenten dar. Die ellipsometrischen Winkel werden in der sogenannten fundamentalen Gleichung der Ellipsometrie zusammengeführt (Gleichung (2.33)).

$$\rho = \tan(\Psi) e^{i\Delta} = \frac{r_p}{r_s} \quad (2.33)$$

Der komplexe Brechungsindex  $N = n - ik$  einer optisch dicken Probe ohne Transmission ( $N_1$ ) in einem homogenen umgebenden Medium ( $N_0$ ) kann dann mit Gleichung (2.34) berechnet werden [34].

$$N_1 = N_0 \sin(\theta) \sqrt{1 + \left( \frac{1-\rho}{1+\rho} \right)^2 \tan^2(\theta)} \quad (2.34)$$

In dieser Arbeit stellt das zu untersuchende Aluminiumsubstrat das optisch dicke Material dar und die umgebende Luft das homogene umgebende Medium.

### **Vorarbeiten zur Erfassung ellipsometrischer Daten**

Ellipsometer kommen heutzutage in großer Anzahl sowohl in Forschungseinrichtungen als auch in der Industrie zum Einsatz. Dabei unterscheiden sich sowohl die Aufbauvarianten als auch die Anwendungsgebiete.

Bei den Aufbauvarianten kann beispielsweise zwischen Einwellenlängen- und spektralen Ellipsometern unterschieden werden. Bei Einwellenlängen-Ellipsometern werden typischerweise Dauerstrichlaser, wie z.B. HeNe-Laser bei einer Wellenlänge von 632 nm, als Lichtquelle verwendet [120]. Der Vorteil liegt in einer kleinen Fokusgröße, also einer hohen lateralen Auflösung, sowie hoher Beleuchtungsintensitäten. Spektrale Ellipsometer verwenden hingegen breitbandige Weißlichtquellen, was die Erfassung von optischen Kenngrößen vom ultravioletten bis in den infraroten Wellenlängenbereich ermöglicht [119]. Weiterhin kann bei Ellipsometern zwischen nicht abbildenden [121], abbildenden [122] und scannenden [123] sowie zwischen *ex-situ* [124] und *in-situ* [125] Systemen unterschieden werden. Die erste Gruppe an Ellipsometern unterscheidet sich dabei darin, ob und wie Daten mit einer räumlichen Auflösung über der Oberfläche generiert werden können. Mittels *ex-situ*-Ellipsometern werden Proben im stationären Zustand untersucht, während *in-situ*-Ellipsometer dazu genutzt werden Proben im veränderlichen Zustand während des Bearbeitungsprozesses zu vermessen. Anwendungsgebiete für ellipsometrische Messungen finden sich unter anderem in der Analyse der optischen Eigenschaften von Vollmaterialien wie Aluminium [126] oder Kupfer und Silber [127], der Untersuchung von organischen [128] und anorganischen [129] dünnen Schichten sowie von Nanopartikeln [130].

### **2.3.2 Ultraschnelle Pump-Probe-Reflektometrie (PPR)**

#### **Grundprinzip zeitaufgelöster Pump-Probe-Messungen mit ultrakurzen Laserpulsen**

Die Pump-Probe-Technik stellt eine der wenigen Möglichkeiten dar, ultraschnelle Prozesse, welche auf einer Femto- bis Nanosekundenzeitskala ablaufen, zeitlich aufzulösen und zu untersuchen [131]. Dazu werden zwei ultrakurze Laserpulse verwendet – ein Pump-Puls und ein Probe-Puls. Der intensive Pump-Puls wird auf das zu untersuchende Material fokussiert und initiiert eine Reaktion, welche typischerweise deutlich länger als der Pump-Puls selbst andauert [132]. Der schwache Probe-Puls, welcher zumeist ein abgespaltener Teil des Pump-Pulses ist, belichtet die vom Pump-Puls bearbeitete Stelle auf der Probe. Das reflektierte (oder transmittierte) Probe-Licht wird anschließend von einer Photodiode detektiert oder auf

einen CCD-Chip abgebildet. Die zeitliche Auflösung des Pump-Probe-Experiments wird daher nicht über die Belichtungszeit des Detektors, welche im Nanosekunden- bis Mikrosekunden-Bereich liegen kann, definiert. Die zeitliche Auflösung des Experiments wird von der Pulslänge des Belichtungspulses vorgegeben [42] und kann somit wenige Femtosekunden bis Pikosekunden erreichen, selbst wenn Detektoren mit Belichtungsdauern im Mikrosekundenbereich verwendet werden [133].

Um den Reaktionsverlauf zu analysieren, wird der Probe-Puls schrittweise gegen den Pump-Puls verzögert. Die Verzögerung kann dabei mittels einer optischen Verzögerungsstrecke realisiert werden [134]. Zu verschiedenen Verzögerungszeiten  $\Delta t$  werden Datenpunkte aufgenommen, welche zu einer Messreihe kombiniert werden können und bei genügend langer Verzögerungsstrecke den gesamten Reaktionsverlauf abbilden. Reicht die über die Verzögerungsstrecke erzielbare Verzögerungszeit nicht aus, kann ein zusätzlicher aktiv gütegeschalteter Belichtungslaser verwendet werden, welcher einen Probe-Puls zu einer elektronisch einstellbaren Verzögerungszeit emittiert [135].

Eine Voraussetzung für die Aufnahme einer solchen Pump-Probe-Messreihe ist, dass jede Einzelmessung unter identischen Bedingungen stattfindet. Jeder Pump-Puls muss eine identische Reaktion auslösen und jeder Probe-Puls eine identische Belichtung zur Verfügung stellen. Wird bei Pump-Puls-Energien oberhalb der Schwelle für irreversible Materialmodifikation gearbeitet, ist das bestrahlte Material nach jedem Pump-Puls modifiziert. Für eine weitere Einzelmessung einer Messreihe muss die Probe dann auf eine neue Stelle verfahren werden, was eine homogene Probenbeschaffenheit über die untersuchte Fläche voraussetzt.

### **Bisherige Arbeiten zur Erfassung zeitaufgelöster reflektometrischer Daten**

Die UKP-Pump-Probe-Methodik findet aufgrund der Möglichkeit, ultraschnelle Vorgänge zu untersuchen, Anwendung in einer Vielzahl an Themengebieten. Diese erstrecken sich von der Erforschung von elektronischen Übergängen in photosynthetischen Reaktionszentren [136] bis hin zur Untersuchung des Abtragsverhaltens von laserbestrahlten dünnen SiO<sub>2</sub>-Schichten [137]. Im Jahr 1999 wurde der Nobelpreis für Chemie an Ahmed H. Zewail für seine Arbeiten auf dem Gebiet der Pump-Probe-Spektroskopie vergeben.

Erste PPR-Arbeiten mit 2D-Abbildung an laserbestrahlten massiven Materialien wurden bereits in den 1980er Jahren unter anderem von Downer *et*

al. veröffentlicht [138]. Dabei wurde ein Siliziumsubstrat mit Pump-Pulsen einer Länge von 100 fs an der Ablationsschwelle abgetragen und mit einem optisch verzögerten Probe-Puls abgetastet. Reflektivitätsänderungen von ca. 10% im sub-ns-Bereich wurden hier als Schmelz- und Verdampfungsübergang identifiziert. Im Folgenden wurde das Messverfahren genutzt, um elektronische Vorgänge und Phasenübergänge im sub- und niedrigen Nanosekundenbereich zu untersuchen. In Halbleitern wurden so Phasenübergänge in Indiumphosphid [139] und Silizium [132] in den ersten fs bis zu einigen ns beobachtet. Weitere Veröffentlichungen über die Laserbestrahlung von Dielektrika widmen sich dem Kerr-Effekt in Litiumniobat [140] sowie Brechungsindexänderungen in Quarz (kristallin), Quarzglas (amorph) und Phosphatglas [141].

In Metallen wurden mittels Pump-Probe-Methoden durch den Pump-Puls induzierte initiale elektronische Umlagerungen untersucht. In Übergangsmetallen lassen sich diese durch eine Änderung der transienten Reflektivität detektieren, während in einfachen Metallen eine solche Änderung nicht messbar ist. Dies lässt sich dadurch erklären, dass wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, entsprechende Übergangsmetalle unterhalb der Fermikante einen besetzten d-Band-Block aufweisen. Wird nun die Wellenlänge des Probe-Pulses so gewählt werden, dass seine Energie in etwa der Differenzenergie zwischen Fermienergie  $E_F$  und der Energie der d-Band-Kante  $E_d$  entspricht, können transiente Reflektivitätsänderungen im PPR-Signal detektiert werden. In Kupfer beträgt diese Differenzenergie  $\Delta E = E_F - E_d \approx 2 \text{ eV}$  [36]. Der Probe-Puls tastet dann die Zustände um die Fermienergie ab, indem er primär Elektronen von der d-Band-Kante - da hier die Elektronendichte am höchsten ist - an die Fermikante anregt [41]. Wird die Probe-Puls-Energie so gewählt, dass Elektronen in einen Zustand knapp unterhalb der Fermikante angehoben werden ( $E_{probe} < \Delta E$ ), befinden sich hier durch die Anregung nun zusätzliche freie Zustände und damit weniger Elektronen. Als Folge sinkt die Reflektivität des Probe-Pulses [37]. Bei einer Probe-Puls-Energie von beispielsweise 528 nm (ca. 2,35 eV  $> \Delta E$ ) werden die Elektronen von der d-Band-Kante hingegen in einen Zustand knapp oberhalb der Fermikante angehoben (grüner Pfeil in Bild 2.3 rechts). Da sich hier nach Anregung durch den Pump-Puls weniger freie Zustände und somit mehr Elektronen befinden, steigt die Reflektivität des Probe-Pulses im Vergleich zur Grundreflektivität [41]. Entsprechende Pump-Probe-Studien wurden von Hohlfeld *et al.* an verschiedenen Übergangsmetallen (Cu, Pt, Au, etc.) weit unterhalb der Ablationsschwelle bei Fluenzen von wenigen  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  durchgeführt [37].

Für einfache Metalle wie zum Beispiel Aluminium, welche nur s/p-Bänder aufweisen, konnten initiale, durch elektronische Umlagerung bedingte Reflektivitätsänderungen in vergleichbaren Pump-Probe-Experimenten nicht beobachtet werden [142]. Das Fehlen des d-Bandes verhindert die bevorzugte Anhebung von Elektronen in ein bestimmtes Energieniveau. Der Probe-Puls tastet Zustände unter- und oberhalb der Fermikante ab indem er Elektronen aus dem s/p-Band gleichermaßen in mehr und weniger dicht besetzte Zustände anregt (grüne Pfeile in Bild 2.3 links). Die Probe-Photonen werden demnach teilweise erhöht und teilweise vermindert reflektiert, was im Pump-Probe-Signal zu einer insgesamt unveränderten Reflektivität des Probe-Pulses führt. Dieses Verhalten wurde in Pump-Probe-Experimenten über einen großen spektralen Bereich des Probe-Pulses (1,7 – 3,5 eV) beobachtet [67]. Beobachtbare Änderungen der optischen Eigenschaften in Aluminium werden daher dem Aufheizen des Gitters, Phasenübergängen und mechanischen Prozessen im bestrahlten Material zugeschrieben.

Der Spallationsprozess von laserbestrahlten Metallen wurde in Aluminium [10], Titan und Gold [42] sowie Gold und Silber [143] anhand sich während des Ablationsvorganges ausbildender Newton-Ringe erforscht (Bild 5.5). Diese entstehen bei der Belichtung des Spallationsfilmes mit einem ultrakurzen Laserpuls. Ein Teil des Pulses wird dabei am Spallationsfilm reflektiert und ein Teil am darunterliegenden Substrat. Es kommt zur Ausbildung eines Musters aus Interferenzringen, welche als Newtonsche Ringe bezeichnet werden. Der Vorgang der Phasenexplosion kann in Pump-Probe-Experimenten durch eine homogene Verdunklung des bearbeiteten Spots erkannt werden [138]. Die Verdunklung kann durch eine niedrigere Reflektivität des verdünnten Materials oder durch Streuung im inhomogenen Gas-Flüssigkeits-Gemisch erklärt werden [12]. Der Probe-Puls wurde in diesen Experimenten jeweils optisch über eine Linearachse verzögert, was die maximale Verzögerungszeit für eine stufenlose Abtastung auf etwa 20 ns beschränkte. Um spätere Stadien des Abtragsprozesses beobachten zu können, wurden Versuche mit einem zusätzlichen Belichtungslaser durchgeführt. Dieser war auf den Bearbeitungslaser elektronisch synchronisiert und emittierte einen Probe-Puls zu einer einstellbaren Verzögerungszeit. Bei seitlicher Belichtung konnten so Schattenfotografien des Materialabtrags und der Schockwellenpropagation aufgenommen werden. Veröffentlichungen behandeln durch einen Nanosekundenpuls bearbeitetes Kupfer [144] und Aluminium [145]. Ein weiterer Ansatz zur Verzögerung des Probe-Pulses wurde von Mingareev *et al.* verfolgt [11]. Hier wurde zur zeitlichen Verzögerung der Probe-Pulse eine Herriott-Zelle benutzt, wodurch der

Schmelzaustrieb aus Aluminium bis in den  $\mu\text{s}$ -Bereich analysiert werden konnte.

Studien, welche den kompletten Abtragsprozess mit ultrahoher Zeitauflösung in den ersten Pikosekunden und maximalen Verzögerungszeiten bis in den Mikrosekundenbereich zeigen, sind in der Literatur kaum zu finden. Fang *et al.* nutzten eine 400 m lange optische Verzögerungsstrecke, um die Bildung von Schmelzstrukturen in Zink auf dieser Zeitskala mittels Streulichtdetektion zu analysieren [146]. Dabei wurde festgestellt, dass selbst nach dieser Zeit der Aushärtungsprozess des Materials noch nicht abgeschlossen ist. Bonse *et al.* kombinierten zum Erlangen von Verzögerungszeiten bis in den Mikrosekundenbereich eine 3 Meter lange optische Verzögerungsstrecke mit einer Anordnung aus einem Dauerstrichlaser, einer Streak-Kamera und einer schnellen Photodiode und untersuchten damit das Ablationsverhalten von Germanium [134]. König *et al.* ermittelten die Transmission durch die Plasma- und Partikelwolke in Stahl-, Kupfer- und Aluminiumproben, welche mit einem ultrakurzen Ti:Saphir-Laserpuls bestrahlt wurden [9]. Sie nutzten eine optische Verzögerungsstrecke zur Beobachtung der ersten Piko- und Nanosekunden und einen nicht synchronisierten fs-Laser zur Beobachtung späterer Zeitpunkte bis in den

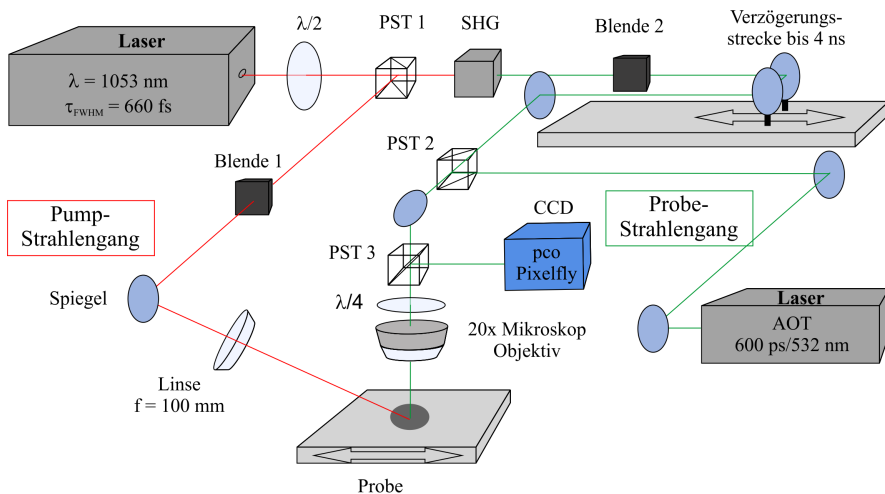


Bild 2.9: Pump-Probe-Reflektometrie-Aufbau (PPR): Laserpulse werden in Pump- und Probe-Puls aufgeteilt (PST1). Die Pump-Pulse ( $\lambda_{\text{R}} = 1053 \text{ nm}$  oder  $\lambda_{\text{grün}} = 527 \text{ nm}$ ) werden auf das Substrat fokussiert und initiieren den Bearbeitungsprozess. Die Probe-Pulse werden gegenüber dem Pump-Puls mittels einer Verzögerungsstrecke ( $\Delta t < 4 \text{ ns}$ ) verzögert. Zu längeren Zeiten wird ein Probe-Puls von einem zusätzlichen Laser ("AOT") emittiert.

Mikrosekunden-Bereich. Domke *et al.* kombinierten erstmals eine optische Verzögerung ( $\Delta t < 4$  ns) und einen elektronisch synchronisierten aktiv gütegeschalteten Laser (Bild 2.9), um den Abtrag einer dünnen Molybdän-schicht von Glassubstrat mittels eines industriell weit verbreiteten Neodym-basierten Bearbeitungslasers auf einer Zeitskala bis  $30 \mu\text{s}$  zu untersuchen [12]. Vergleichbare Messungen auf beispielsweise dem industriell relevanten Metall Aluminium sind in der Literatur bisher nicht vorhanden.

### 2.3.3 Ultraschnelle Pump-Probe-Ellipsometrie (PPE)

Eine Erweiterung der PPR-Methodik stellt die Pump-Probe-Ellipsometrie (PPE) dar, welche die Messmethoden der Ellipsometrie (Abschnitt 2.3.1) mit der Methode der Pump-Probe-Reflektometrie (Abschnitt 2.3.2) kombiniert. Anstelle von relativen Reflektivitätsänderungen können somit beispielsweise Bestimmungen des absoluten transienten komplexen Brechungsindex durchgeführt werden.

#### **Vorhandene Messaufbauten und bisherige Arbeiten zur Erfassung zeitaufgelöster ellipsometrischer Daten**

Aufgrund einer Vielzahl an verschiedenen Anwendungsgebieten wurden verschiedene Konzepte zur Erfassung zeitaufgelöster ellipsometrischer Daten entwickelt. Diese können in die folgenden drei Kategorien unterteilt werden.

##### **1) Ellipsometrische Messungen mit ms- bis ns-Zeitauflösung**

Verschiedene Studien befassten sich bereits mit dem langsamen Aufheizen oder Schmelzen von Halbleitern oder Metallen auf einer  $\mu\text{s}$  bis ms Zeitskala. Als Pump-Quelle diente dabei ein Dauerstrich- [147] oder Nanosekundenlaser [148] oder eine elektrische Heizquelle [149]. Als Probe-Quelle wurden Dauerstrichlaser [150] oder lichtemittierende Dioden [15] verwendet, was die zeitliche Auflösung der Experimente auf die Belichtungszeit der verwendeten Detektoren ( $\approx 1$  ns) beschränkte. Zum einen laufen daher die ausgelösten physikalischen Prozesse auf einer Zeitskala im Nano- bis Millisekundenbereich ab, zum anderen werden diese Prozesse mit einer vergleichbaren zeitlichen Auflösung abgetastet. Untersucht wurden so die optischen Eigenschaften des aufgeheizten Halbleiters TlInSe<sub>2</sub> [147] sowie von geschmolzenem Silizium [151] und Germanium [152]. Von Metallen wurden mit diesem Verfahren die optischen Eigenschaften von Nickel bei  $\lambda_{probe} = 900$  nm bis  $1700$  nm [150], Aluminium bei  $\lambda_{probe} = 10,6 \mu\text{m}$  [149] sowie Gold und Silber bei  $\lambda_{probe} = 1060$  nm [15] jeweils unter- und oberhalb des Schmelzpunktes gemessen.

## 2) Ellipsometrische Messungen unterhalb der Schwelle für irreversible Materialmodifikation

Zeitaufgelöste ellipsometrische Studien, welche sich der Analyse von ultraschnellen Phänomenen widmen, wurden oftmals bei Spitzenfluenzen unterhalb der Schwelle für irreversible Materialmodifikation durchgeführt. Dies ermöglicht die Durchführung von Messungen bei hohen Repetitionsfrequenzen auf einer konstanten Probenstelle. Datenpunkte können erzeugt werden, indem der Detektor stetig über eine Vielzahl an Einzelmessungen mittelt. In der Literatur finden sich dazu Studien, welche das Verhalten von verschiedenen Materialsystemen auf einer Pikosekundenzeitskala behandeln. Änderungen der dielektrischen Funktion in den Halbleitern GaAs [153] und  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  [154] wurden bei Fluenzen  $\leq 100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  veröffentlicht. Auston und Shank analysierten die Plasmadichte in optisch angeregtem Germanium bei einer Fluenz von  $10 \text{ mJ}/\text{cm}^2$  [155], während Boschini *et al.* den transienten dielektrischen Tensor in  $\text{CrO}_2$  bei Fluenzen  $< 20 \text{ mJ}/\text{cm}^2$  bestimmten [156]. Außerdem wurden zeitaufgelöste ellipsometrische Aufbauten verwendet, um die transiente dielektrische Funktion in Gold bei einer Fluenz von  $< 50 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  [16] und den Wärmetransfer an Grenzschichten bei einer Fluenz von  $0,5 \text{ mJ}/\text{cm}^2$  [157] zu ermitteln.

## 3) Weitere Verfahren zur Erfassung transients optischer Kenngrößen

Zur Erfassung ellipsometrischer Daten auf ultrakurzer Zeitskala und oberhalb der Schwelle für irreversible Materialmodifikation wurden weitere Messverfahren entwickelt, welche nicht auf dem typischen ellipsometrischen Messprinzip (siehe Abschnitt 2.3.1) beruhen. Ein erster Ansatz basiert auf der Aufteilung eines schräg einfallenden Probe-Strahls in vier Komponenten unterschiedlicher Polarisierung. Diese Komponenten werden getrennt analysiert und ellipsometrische Parameter daraus berechnet. Dieser Ansatz wurde angewandt, um die Geschwindigkeit von Golddampf ( $\approx 10 \text{ km/s}$ ) [158] und die Plasmaexpansion von Bismuth [159] zu messen. Ein zweiter Ansatz verwendet zwei Probe-Strahlengänge, welche linear p-polarisiertes Licht unter zwei verschiedenen Einfallswinkeln auf die Probe lenken (Bild 2.10 links). Die gemessenen zeitaufgelösten relativen Reflektivitätsänderungen werden mit Hilfe eines Literaturreferenzwertes in absolute Reflektivitäten  $R$  umgerechnet. Für beide Einfallswinkel werden jeweils alle möglichen  $n$ - $k$ -Kombinationen aufgetragen, welche das zugehörige  $R$  ergeben. Die Kombination, welche gleichermaßen Gültigkeit für die Reflektivitäten beider Einfallswinkel hat, beschreibt dann den tatsächlichen komplexen Brechungsindex des Materials. Auf diese Weise wurde die transiente dielektrische Funktion in Materialien, welche mit einem Ti:Saphir-Laser

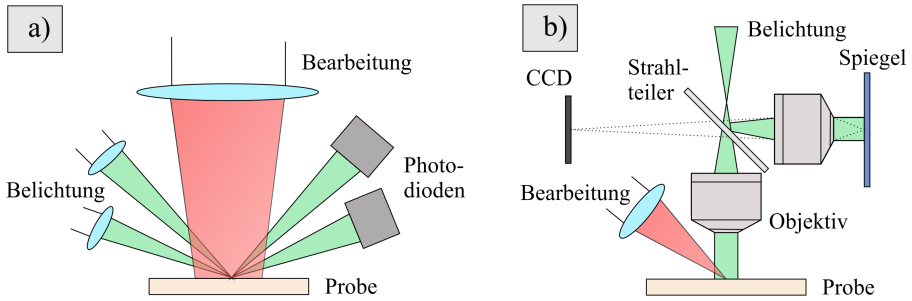


Bild 2.10: Zeitauflöste Messvarianten zur Bestimmung optischer Materialparameter. a) Zwei-Winkel-Pump-Probe-Reflektometrie-Aufbau [162]. b) Pump-Probe-Interferometrie-Aufbau [107].

bestrahlt wurden, vermessen. Veröffentlichungen beschreiben das Verhalten von GaAs [160], ZnO [161] und Aluminium [66] jeweils bei Fluenzen unterhalb der Ablationsschwelle in Bereichen für starke elektronische Anregung oder Aufschmelzen. Ein gleichartiger Aufbau wurde genutzt um das ultraschnelle Umschalten von plasmonischen Oberflächenbedingungen [162] beziehungsweise ultraschnelle Strukturänderungen [163] in Wolfram nahe oder oberhalb der Ablationsschwelle zu beobachten. Ein dritter Ansatz beruht auf der Erzeugung von Interferenzmustern zwischen einem Referenzpuls und einem an der Probenoberfläche reflektierten Probe-Puls (Bild 2.10 rechts). Aus diesen zeitaufgelösten Interferenzmustern können relative Amplituden- und Phasenänderungen zwischen einfallendem und reflektiertem Probe-Puls berechnet werden. Dies ermöglicht beispielsweise die Ermittlung des komplexen Brechungsindex unter Anwendung der Fresnel-Formeln (2.10) und (2.11). So wurden die optischen Eigenschaften von Aluminiumplasma [107] und Gold [164] bei Bestrahlung mit einem Cr:Forsterit-Laser und die Schockwellendynamik in Polycarbonat [165] bei Bestrahlung mit einem Ti:Saphir-Laser jeweils oberhalb der Ablationsschwelle bestimmt. Ein ähnliches interferometrisches Verfahren unter  $45^\circ$  Bestrahlungswinkel wurde angewandt, um den Phasenversatz und die Reflektivität von s- und p-polarisiertem Licht von einer mit einem Ti:Saphir-Laser bestrahlten Aluminiumsubstrat zu vermessen [109]. Die Ergebnisse wurden genutzt, um Modelle zur Beschreibung der Zustandsgleichung zu verifizieren.

### **Grenzen vorhandener zeitaufgelöster ellipsometrischer Messstände**

Die im vorherigen Abschnitt vorgestellten Aufbauten wurden jeweils für die anbei erläuterten Anwendungen entworfen und auf die entsprechenden Erfordernisse ausgelegt. Sollen optischen Materialeigenschaften während der Bearbeitung mit in der Industrie verbreiteten Ultrakurzpulslasertypen ( $\tau_p \approx 1$  ps) bei typischen Fluenzen über der Ablationsschwelle ( $F_{thr} < F_0 < 7,4 F_{thr}$ ) untersucht werden, ergeben sich davon abweichende Anforderungen.

Erstens müssen hierzu durch UKP-Laser induzierte Prozesse mit entsprechender zeitlicher Auflösung abgetastet werden. Die Aufbauten in Kategorie 1) des vorherigen Abschnittes basieren nicht auf der Verwendung von UKP-Lasern [152]. Daher wird weder die Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen ermöglicht noch bieten diese Aufbauten eine genügend hohe zeitliche Auflösung, um ultraschnelle Prozesse beobachten zu können [150].

Zweitens müssen zur Untersuchung industriell relevanter Prozesse Fluenzen oberhalb der Schwelle für irreversible Materialmodifikation oder Zerstörung verwendet werden können. Die Aufbauten in Kategorie 2) sind jedoch für Fluenzen unterhalb dieser Schwelle ausgelegt [156]. Zur Erfassung von Messdaten wird die Probe bei hohen Laserrepetitionsfrequenzen oftmals im MHz-Bereich [153] bestrahlt, ohne dass die Probe dabei Verfahren wird. Ein Datenpunkt wird erzeugt, indem über eine Vielzahl (10 bis  $> 1000$  [157]) einzelner Laserpulse gemittelt wird. Zur Untersuchung irreversibler Materialmodifikationen ist dieses Messverfahren nicht anwendbar. Hierzu muss die Probe zwischen jeder Bestrahlung auf eine neue unprozessierte Position verfahren und das Signal von einzelnen Belichtungspulsen detektiert und ausgewertet werden.

Die in Kategorie 3) beschriebenen Aufbauten bieten die Möglichkeit, ultraschnelle Prozesse bei Fluenzen über der Schwelle für irreversible Materialmodifikation zu vermessen. Jedoch ergeben sich weitere Einschränkungen. Zum einen basieren die vorgestellten Aufbauten nicht auf herkömmlichen ellipsometrischen Messmethoden. Es werden jeweils mehrere Detektoren [158] und/oder mehrere Belichtungsstrahlengänge [162]/[107] verwendet. Gegenüber der herkömmlichen ellipsometrischen Messtechnik, welche nur einen Detektor und einen Strahlengang benötigt, erhöht dies die Anfälligkeit für Messfehler durch den benötigten zusätzlichen Justage- und Kalibrierbedarf [160]. Zum anderen werden mit interferometrischen [164] und Zwei-Einfallswinkel-Ansätzen [161] lediglich relative Änderungen der Reflektivität oder der Phase gemessen und ausgewertet. Eine Messung von Absolutwerten – beispielsweise des komplexen Brechungsindex – ist auf diese Weise nicht möglich. Sollten Absolutwerte bestimmt werden, wurde als

Startwert einer Messreihe ein Messwert, welcher mit einem weiteren Ellipsometer ermittelt wurde, oder ein Literaturwert herangezogen. Im ersten Fall wird so ein weiteres Ellipsometer benötigt, im zweiten Fall bleiben Abweichungen zwischen der im Experiment und der in der Literatur verwendeten Probe unbemerkt. In beiden Fällen ist jedoch ein Abgleich zwischen den experimentell ermittelten und den Referenzwerten – und somit eine Überprüfung der korrekten Funktionsweise des verwendeten Pump-Probe-Aufbaus – nicht möglich.



### 3 Zielsetzung

Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, ein neuartiges Pump-Probe-Ellipsometer zur Vermessung der transienten optischen Eigenschaften von laserbestrahlten Materialien zu entwickeln, aufzubauen und zu validieren. Die ellipsometrischen Messwerte müssen dabei zum einen mit ultrahoher Zeitauflösung erfasst werden können, zum anderen muss dies gleichzeitig auch im Fluenzbereich für irreversible Materialmodifikation möglich sein. Das darauf aufbauende Ziel dieser Arbeit ist weiterhin, anhand der erhobenen Messdaten ein detailliertes Verständnis der transienten optischen Materialeigenschaften während und nach der Bestrahlung mit einem ultrakurzen Laserpuls zu erlangen. Die gewonnenen Erkenntnisse sollen genutzt werden, um Aufschluss darüber zu erhalten, warum die Ablationseffizienz bei der Metallbearbeitung mit ultrakurzen Laserdoppelpulsen abhängig vom Pulsabstand ist. Die in dieser Arbeit adressierten Forschungsfragen können also wie folgt formuliert werden:

- Wie ändern sich die optischen Eigenschaften Reflektion, Absorption und optische Eindringtiefe eines Metalles während und nach der Bestrahlung mit einem ultrakurzen Laserpuls?
- Welche sind die physikalischen Prozesse, die diesen Änderungen zugrunde liegen?
- Lässt sich bei der Doppelpulsbearbeitung das Metall durch den ersten Puls optisch so präparieren, dass der zweite Puls stärker absorbiert wird und so eine höhere Ablationseffizienz erreicht wird?

Zur Beantwortung dieser Fragen wird in dieser Arbeit nach dem in Bild 3.1 veranschaulichten logischen Aufbau vorgegangen. Im Zentrum steht hier das zu entwickelnde Pump-Probe-Ellipsometer. Dessen Aufbau und Kalibrierung, die zugehörige Datenerfassung und -verarbeitung sowie die Überprüfung der korrekten Funktionsweise sind in Kapitel 4 dieser Arbeit erläutert. Zur Entwicklung des Aufbaus sind fundierte Kenntnisse der Ellipsometrie- sowie der Pump-Probe-Technik erforderlich. Diese wurden

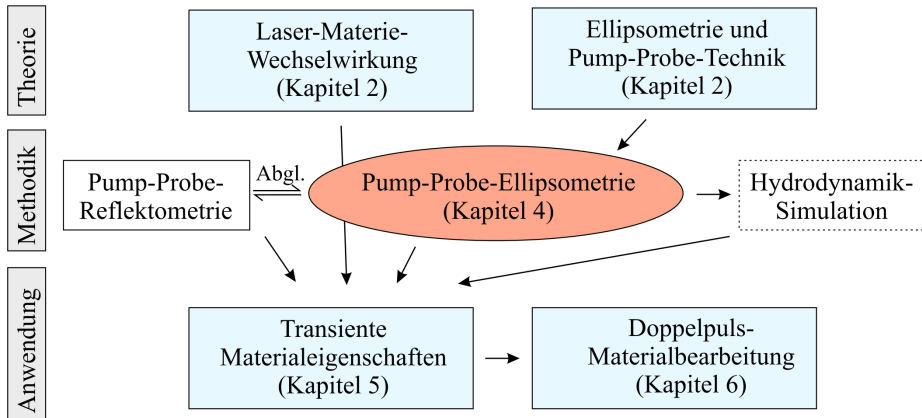


Bild 3.1: Struktogramm des logischen Aufbaus der Arbeit.

zusammen mit Grundlagen der Laser-Materie-Wechselwirkung in Kapitel 2 aufgeführt und bilden die Basis dieser Arbeit.

Die Pump-Probe-Ellipsometrie (PPE) stellt zusammen mit der Pump-Probe-Reflektometrie (PPR) und Hydrodynamik-Simulationen die Untersuchungsmethode in der vorliegenden Arbeit dar. Die PPE-Messungen bilden die transienten optischen Materialeigenschaften innerhalb der ersten Nanosekunde nach Auftreffen des Bearbeitungspulses ab, während die durchgeführten PPR-Messungen zusätzliche Informationen über den Ablationsprozess auch bis in den finalen Ablationszustand nach mehreren Mikrosekunden liefern. Die generierten Ergebnisse beider Methoden werden gegeneinander abgeglichen und so deren Verlässlichkeit validiert. Die PPE-Daten dienen weiterhin als Eingangsparameter für die Erstellung des theoretischen Hydrodynamik-Modells.

Der Fokus der durchgeführten PPE- und PPR-Experimente sowie der Hydrodynamik-Simulation liegt in dieser Arbeit auf der Laserbearbeitung des industriell relevanten und in der Literatur eingehend beschriebenen Metalls Aluminium. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der drei Untersuchungsmethoden gebündelt und so ein umfassendes Bild der transienten optischen Eigenschaften und der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse während des Abtragsprozesses gezeichnet.

Diese Erkenntnisse werden in Kapitel 6 verwendet, um Effekte der Doppelpulsbearbeitung zu untersuchen. So soll erforscht werden, warum die Ablationseffizienz bei der Verwendung von Doppelpulsen von deren zeitlichem Abstand abhängt bzw. ob sich dieser Effekt auf die veränderten optischen Eigenschaften des Materials zum Auftreffzeitpunkt des zweiten

Pulses zurückführen lässt. In diesem Kapitel soll daher zudem untersucht werden, ob durch gezielte Fluenzvariation und damit gezielter Präparation des transienten Materialzustandes eine Steigerung der Ablationseffizienz erzielt werden kann.



## 4 Messaufbau zur Erfassung ultrakurz zeitaufgelöster ellipsometrischer Daten

Im ersten Abschnitt 4.1 dieses Kapitels wird der in dieser Arbeit entwickelte PPE-Aufbau dargestellt. Im zweiten Abschnitt 4.2 wird erläutert, wie ellipsometrische Daten erfasst und verarbeitet werden und im dritten Abschnitt 4.3 wird auf die Genauigkeit der gewonnenen statischen und transienten ellipsometrischen Daten eingegangen.

### 4.1 Beschreibung des Pump-Probe-Ellipsometrie-Messaufbaus

#### 4.1.1 Aufbau des Pump-Probe-Ellipsometrie-Experiments

Der in dieser Arbeit entwickelte PPE-Aufbau ist in Bild 4.1 schematisch abgebildet. Ein Nd:Glas-Laser (HighQ, "femtoRegen"), welcher ultrakurze Pulse bei einer Wellenlänge von  $\lambda_{IR} = 1056$  nm, einer Pulsdauer von  $\tau_{IR} = 680$  fs (FWHM) und einer Repetitionsrate von  $f_{rep} = 500$  Hz emittiert, dient als Laserquelle. Die Pulse werden in einem polarisierenden Strahlteilerwürfel (PST1) im Verhältnis 90% zu 10% geteilt. Das Aufteilungsverhältnis wird dabei über ein vorangestelltes Halbwellenplättchen ( $\lambda/2$ ) eingestellt. Der energiereichere Puls wird im Folgenden als Bearbeitungspuls (Pump-Puls) verwendet und der energieärmere als Belichtungspuls (Probe-Puls).

**Pump-Strahlengang:** Um optional mit infraroten oder grünen Pump-Pulsen arbeiten zu können, kann auf dem Pump-Strahlengang ein Frequenzverdopplungsmodul (SHG engl. "second harmonic generation") eingebracht werden. Ist dieses Modul im Strahlengang integriert, werden die Pump-Pulse auf die Wellenlänge  $\lambda_{grün} = 528$  nm bei einer Pulsdauer von  $\tau_{grün} = 540$  fs (FWHM) konvertiert. Die grüne oder infrarote Wellenlänge wird durch austauschbare nachfolgende dielektrisch beschichtete Spiegel gefiltert, welche jeweils nur die entsprechende Wellenlänge reflektieren. Eine weitere Kombination aus Halbwellenplättchen und polarisierendem Strahlteilerwürfel (PST2) ermöglicht die Energieregulierung des Pump-Pulses unabhängig

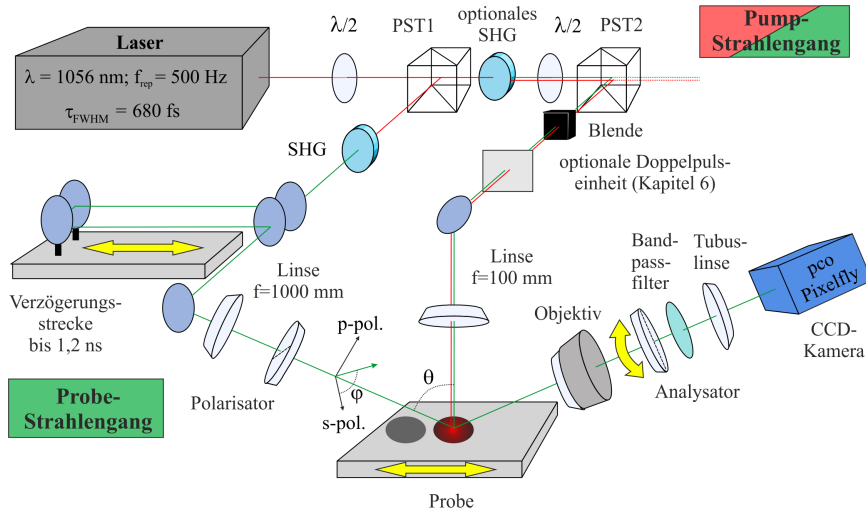


Bild 4.1: Pump-Probe-Ellipsometrie-Aufbau (PPE): Laserpulse werden in Pump- und Probe-Puls aufgeteilt (PST1). Die Pump-Pulse ( $\lambda_{IR} = 1056$  nm oder  $\lambda_{grün} = 528$  nm; Einzel- oder Doppelpulse) werden auf die Probe fokussiert und dienen der Materialbearbeitung. Die Probe-Pulse ( $\lambda_{grün}$ ) werden unter  $\theta = 70^\circ$  in den ellipsometrischen Arm eingekoppelt. Die Polarisation der Probe-Pulse auf der Probe wird über einen Polarisator auf  $\varphi = 45^\circ$  eingestellt und nach der Reflektion vom drehbaren Analysator abgetastet. Die analysatorwinkelabhängige Intensität wird von einer CCD-Kamera detektiert. Der Probe-Puls wird gegenüber dem Pump-Puls mittels einer optischen Verzögerungsstrecke um  $\Delta t < 1,2$  ns verzögert.

von der Energie des Probe-Pulses. Eine mechanische Blende (VincentAssociates®, “Uniblitzz LS6”) selektiert einen einzelnen Puls, welcher dazu genutzt wird, die Probe zu bearbeiten. Dazu wird dieser Pump-Puls mit einer Linse der Brennweite  $f = 100$  mm auf die Probe fokussiert. Der Gaußsche Spotradius beträgt im Fokus  $w_0 = 25 \pm 1 \mu\text{m}$  bei der auf  $e^{-2}$  abgefallenen Spitzenintensität. Eine optionale Doppelpulseinheit im Pump-Strahlengang ermöglicht zudem die Erzeugung von Laserdoppelpulsen (Abschnitt 6.1).

**Probe-Strahlengang:** Der Probe-Puls wird frequenzverdoppelt, um ihn bei der Verwendung eines infraroten Pump-Pulses von diesem trennen zu können. Außerdem weist der hier verwendete CCD-Sensor (pco., “Pixelfly USB”) die höchste Sensitivität mit einer Quanteneffizienz von über 60% im grünen Wellenlängenbereich auf, während die Quanteneffizienz bei der Wellenlänge von 1056 nm unter 2% fällt. Um den Probe-Puls gegen den Pump-Puls zeitlich zu verzögern, wird er über eine variable optische Verzögerungsstrecke mit einem Verfahrweg von 19 cm geführt (PIMicos,

“LS-110”). Bei zweifachem Pulsdurchlauf kann so ein Verzögerungsintervall von ca. 1,2 ns eingestellt werden. Die Achse weist eine Auflösung und eine unidirektionale Wiederholbarkeit von  $0,5 \mu\text{m}$  auf, was Zeitschritten von  $1,7 \text{ fs}$  entspricht. Anschließend wird der Probe-Puls durch eine Linse der Brennweite  $f = 1000 \text{ mm}$  schwach auf die Probe fokussiert, um eine Fläche von  $700 \mu\text{m}$  im Durchmesser zu belichten. Der Einfallswinkel auf der Probe beträgt dabei  $\theta = 70 \pm 1^\circ$ , was einem typischen Winkel für ellipsometrische Aufbauten entspricht, da er nahe des Brewster-Winkels vieler Metalle liegt. Unter diesem Winkel wird der Probe-Puls in den ellipsometrischen Arm des PPE-Aufbaus eingekoppelt.

Ein Glan-Laser-Prisma (“Polarisator”) (Auslöschungsverhältnis  $10^5 : 1$ ), welches in einer Rotationsachse (Thorlabs, “PRM1Z8”, bidirektionale Wiederholbarkeit  $\pm 0,1^\circ$ ) gefasst ist, polarisiert den Probe-Puls linear bei einem Polarisationswinkel von  $\varphi = 45 \pm 0,2^\circ$  in Bezug auf die Einfallsebene. Als Konsequenz treffen gleiche Anteile an s- und p-polarisiertem Licht ohne Phasenversatz auf der Probe auf. Nach der Reflektion von der Probenoberfläche ist das Licht in der Regel elliptisch polarisiert (Abschnitt 2.3.1). Die bestrahlte Fläche wird von einem spannungsfreien und somit polarisationserhaltenden (siehe dazu Abschnitt 4.1.2) 20-fach Objektiv (Mitutoyo, “M-Plan APO 20X”) abgebildet. Das Objektiv hat eine numerische Apertur von  $\text{NA} = 0,42$ , was einer optischen Auflösung von  $0,61 \lambda / \text{NA} = 0,8 \mu\text{m}$  entspricht. Ein nachfolgend angeordneter drehbarer Linearpolarisator (“Analyser”), welcher in einer Rotationsachse (Pimicos, “DT-502SM HLS”, bidirektionale Wiederholbarkeit  $\pm 0,08^\circ$ ) gefasst ist, analysiert die Polarisation des durch das Objektiv transmittierten Lichtes. Neben dem Auslöschungsverhältnis liegt ein besonderes Augenmerk bei der Wahl des Analysators auf der Planarität dessen Außenflächen. Weisen diese einen Keilfehler auf, wird der Strahl beim Durchgang schräg abgelenkt und es kommt bei der Drehung des Analysators zu einem sich drehenden Versatz des abgebildeten Spots auf der CCD-Kamera. Dabei wandert der Spot zum einen aus dem Fokus des Objektivs, zum anderen ist die Auswertung einer fixen Spotposition an einer fixen Position auf dem CCD-Chip nicht mehr möglich. Implementiert wurde daher ein Polarisationsfilter (CODIXX, “colorPol<sup>®</sup> VIS 500 BC4 CW01”, Auslöschungsverhältnis  $2 \cdot 10^5 : 1$ ), dessen Strahlableitung auf  $< 20 \text{ arcsec}$  spezifiziert ist ( $\hat{=} 0,1 \text{ mrad}$ ). So kann ein Versatz auf dem CCD-Chip von weniger als 3 Pixeln erreicht werden. Das Funktionsprinzip des Polarisationsfilters beruht auf der polarisationsabhängigen Absorption einfallender Strahlung an einheitlich orientierten länglichen Silber-Nanopartikeln, welche im oberflächennahen Bereich des Filters

eingebraucht sind. Die Zerstörschwelle liegt bei maximaler Auslöschung bei  $1 \text{ W/cm}^2$ , was deutlich über der verwendeten Probe-Intensität von  $\approx 30 \mu\text{W/cm}^2$  liegt. Ein Bandpassfilter (Transmissionsbereich  $530 \pm 10 \text{ nm}$ ) blockt Streulicht eines gegebenenfalls infraroten Pump-Pulses von der Probe sowie Umgebungslicht und Wärme- beziehungsweise Plasmastrahlung, welche vom bestrahlten Material emittiert werden. Streulicht des Pump-Pulses – auch im Falle der Bearbeitung mit grünen Pump-Pulsen – wird zudem durch den relativen Winkel von  $70^\circ$  zwischen Pump- und Probe-Strahlengang minimiert. Eine Tubuslinse bildet die bestrahlte Fläche auf den CCD-Detektor ab. Die Belichtungszeit der Kamera beträgt dabei  $2 \mu\text{s}$ , was die Detektion eines einzelnen Probe-Pulses ermöglicht. Der Dynamikbereich der CCD-Kamera beträgt 14 Bit, wobei eine automatische interne Skalierung auf 16 Bit erfolgt ( $\hat{=}$  65536 Graustufen).

Ein digitaler Delaygenerator (Stanford Research Systems, “DG645”), welcher an die Repetitionsrate der Laserquelle angepasst ist, synchronisiert den Öffnungszeitpunkt der mechanischen Blende und den Belichtungszeitraum des CCD-Detektors. Angesteuert wird der Delaygenerator von einer in dieser Arbeit programmierten Labview Software, mit welcher außerdem das Verfahren der Probenachse, die Einstellung der optischen Verzögerungsstrecke sowie das Drehen des Polarisators und des Analysators bewerkstelligt werden kann. Dies ermöglicht die Durchführung von nahezu vollständig automatisierten Kalibriervorgängen (Kapitel 4.1.3) und Messreihen (Kapitel 4.2.1).

#### 4.1.2 Vermessung integrierter optischer Komponenten

Um Fehlereinflüsse der optischen Komponenten auf die Messergebnisse quantifizieren oder ausschließen zu können, wurden diese auf ihre korrekte Funktionsweise hin überprüft. Die kritischsten Faktoren waren dabei das Rauschen, die Linearität und die Polarisationsempfindlichkeit des CCD-Sensors sowie die Polarisationsbeeinflussung des Probe-Lichtes durch das Objektiv. Außerdem wurde untersucht, wie sich eine Variation der Anzahl der Analysatorwinkelstellungen auf das Messergebnis auswirkt.

Zur Vermessung des **Rauschens des CCD-Sensors** wurde dieser mit einer spannungsstabilisierten Glühlampe bestrahlt. Ein nachfolgender Bandpassfilter (Transmissionsbereich  $530 \pm 10 \text{ nm}$ ) begrenzte den Wellenlängenbereich auf den Bereich, welcher auch in den eigentlichen PPE-Messungen verwendet wurde. Eine Aussage über die Ausprägung des Rauschens auf das Messsignal liefert das Signal-Rausch-Verhältnis SNR (“*signal to noise ratio*”), welches in der Bildverarbeitung zu  $\text{SNR} = 10 \lg(\bar{x}/s) \text{ dB}$  definiert

ist.  $\bar{x}$  ist dabei das arithmetische Mittel, welches in dieser Messreihe 45000 Graustufen betrug, und  $s$  die empirische Standardabweichung, welche sich hier aus der Aufnahme von 51 direkt nacheinander aufgenommenen Bildern ergab. SNR-Werte wurden für unterschiedlich große Pixelbereiche von  $1 \times 1$  bis  $300 \times 300$  Pixel auf dem CCD-Sensor ausgewertet (Bild 4.2 links). Wie erwartet nimmt der Einfluss des Rauschens mit größer werdendem Pixelbereich ab, da die Standardabweichung  $s$  abnimmt. Es wird so ein höheres SNR erreicht. Für den während einer PPE-Messung gewählten Pixelbereich von  $12 \times 4$  Pixel ergibt sich ein SNR von 28,8 dB, was einer Standardabweichung von 60 Graustufen und damit 0,13% des mittleren Grauwertes entspricht. Der Einfluss des SNR auf durchgeführte PPE-Messreihen wird in Abschnitt 4.3 diskutiert.

Zur Durchführung von korrekten ellipsometrischen Messungen muss ein bekannter Zusammenhang zwischen eingestrahelter Intensität und gemessener Signalstärke bestehen. Im einfachsten Fall ist dieser Zusammenhang linear. Bei einem nichtlinearen Zusammenhang müssen Kalibrierfunktionen implementiert werden, welche die Bestimmung der Intensität aus der Signalstärke ermöglichen. Zur Untersuchung der **Linearität** des hier verwendeten **CCD-Sensors** wurde wiederum die Anordnung zur Untersuchung des Rauschens aus Glühlampe und Bandpassfilter verwendet. Zur Einstellung der Intensität wurde jedoch zudem zwischen Bandpassfilter und CCD-Sensor eine Anordnung aus feststehendem Glan-Laser-Prisma (Auslöschungsverhältnis  $10^5 : 1$ ) und drehbarem Filmpolarisator (Auslöschungsverhältnis  $2 \cdot 10^5 : 1$ )

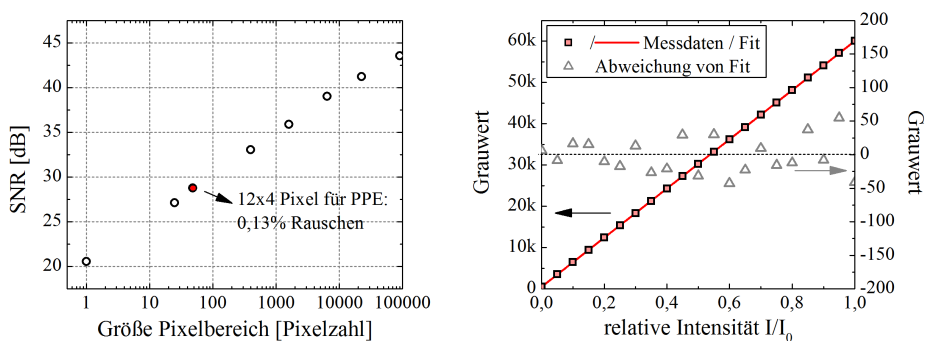


Bild 4.2: Vermessung des Rauschens in Abhängigkeit der Pixelbereichsgröße (links) und der Linearität (rechts) der verwendeten CCD-Kamera. Lineare Fitgerade in rechter Abbildung:  $515 + 59537 I/I_0$ . Graue Dreiecke stellen die Abweichung der Messpunkte von der Fitgerade dar.

verbaut. Da das feststehende Glan-Laser-Prisma eine lineare Polarisation erzeugt, ändert sich die Intensität  $I$  in Abhängigkeit des Drehwinkels des Filmpolarisators  $A$  nach dem Gesetz von Malus ( $I = I_0 \cos^2(A)$ ). Die Intensität konnte so auf über 90 % des Dynamikbereichs des CCD-Sensors variiert werden. Die gemessenen Graustufen sind in Bild 4.2 rechts für den Pixelbereich  $12 \times 4$  Pixel dargestellt. Die Anpassung einer linearen Funktion an die Messpunkte ergab die Funktion Grauwert =  $515 + 59537 I/I_0$ . Die Differenzbildung von Messwert und Funktionswert ergab eine gleichmäßige Streuung der Differenzwerte um den Nullwert, was darauf hindeutet, dass keine nichtlinearen Komponenten in den Messdaten enthalten sind.

Zur Untersuchung der **Polarisationsempfindlichkeit des CCD-Sensors** wurde dieser in der Messanordnung der Linearitätsmessung in seiner Halterung in  $10^\circ$ -Schritten um  $180^\circ$  gedreht. Ein Einfluss des Drehwinkels auf die gemessene Signalstärke konnte nicht festgestellt werden. Der senkrechte Auftreffwinkel des Probe-Strahls auf den CCD-Sensor während der Testmessung und auch in den späteren PPE-Messungen verhindert mögliche polarisationsabhängige Signalvariationen.

Um zu überprüfen, ob das verwendete **Objektiv die Polarisationsrichtung** des Probe-Strahls unbeeinflusst lässt, wurden zwei Tests durchgeführt. Zum einen wurde untersucht, ob das Objektiv die Polarisation bei niedrigen Probe-Leistungen ( $< 0,1 \text{ mW} \hat{=} 0,2 \mu\text{J}$  Pulsenergie) verändert, wie sie für PPE-Messungen mit unterschiedlichen Pump- und Probe-Wellenlängen verwendet werden (Kapitel 5). Zum anderen wurde getestet, ob sich die gefundenen Erkenntnisse auch auf die Verwendung von höheren Probe-Leistungen (bis  $1,5 \text{ mW}$ ) übertragen lassen, wie sie zur Durchführung von PPE-Messungen mit gleicher Pump- und Probe-Wellenlänge notwendig sind (Kapitel 6).

Für den ersten Test wurden je drei ellipsometrische Messungen ohne Pump-Puls bei einer Probe-Leistung von  $0,03 \text{ mW}$  durchgeführt. Fünf Siliziumproben mit unterschiedlich dicken Siliziumdioxid-Schichten (100 nm bis 500 nm) dienten als Testproben. Ein erster Datensatz wurde unter Verwendung des PPE-Setups in vollständiger Anordnung, wie es in Bild 4.1 dargestellt ist, erhoben. Zur Überprüfung einer möglichen Polarisationsbeeinflussung durch das Objektiv wurde dieses dann zusammen mit der Tubuslinse aus dem PPE-Setup entfernt und die Messsequenz wiederholt. Die erzielten Ergebnisse sind in Bild 4.3 aufgetragen. Die Messwerte ohne Objektiv und Tubuslinse liegen jeweils innerhalb der Standardabweichung

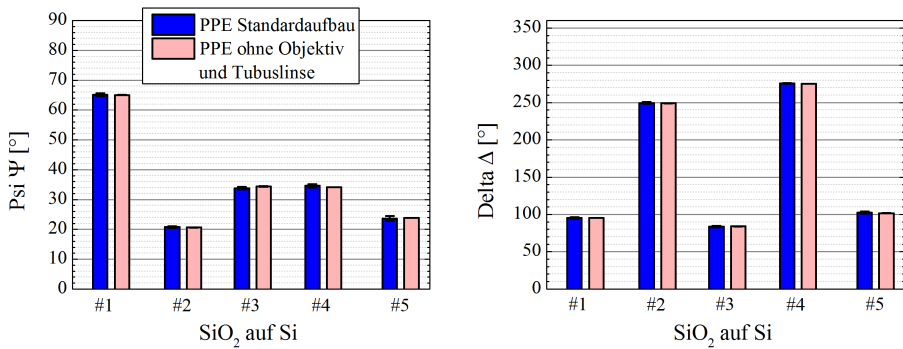


Bild 4.3: Überprüfung einer Polarisationsbeeinflussung durch Objektiv/Tubuslinse anhand ellipsometrischer Winkel  $\Psi$  (links) und  $\Delta$  (rechts) bestimmt mittels PPE in Standard-Anordnung (jeweils linker blauer Balken) und ohne Objektiv und Tubuslinse (jeweils rechter roter Balken). SiO<sub>2</sub>-Dünnschichten verschiedener Dicken (#1: 104,1 nm, #2: 204,7 nm, #3: 302,3 nm, #4: 400,9 nm, #5: 509,0 nm) auf Si-Substrat wurden vermessen.

der Messwerte mit Objektiv und Tubuslinse. Eine Polarisationsbeeinflussung des Probe-Strahls durch das Objektiv kann bei einer niedrigen Leistung von 0,03 mW demnach nicht festgestellt werden.

Für den zweiten Test wurden ellipsometrische Messungen unter Verwendung unterschiedlich starker Probe-Leistungen von  $0,03 \text{ mW} < I_{\text{Probe}} < 1,5 \text{ mW}$  ( $\cong 0,06 \mu\text{J} < E_{\text{Puls}} < 3 \mu\text{J}$ ) durchgeführt. Eine gesputterte Aluminiumschicht diente dabei als Testprobe. Da bei  $I_{\text{Probe}} > 0,09 \text{ mW}$  der CCD-Sensor übersteuerte, wurden ab dieser Leistung neutrale Graufilter in den Strahlengang eingebracht, deren Stärke (OD 0,5, OD 1,0, OD 1,3) so angepasst war, dass ein Übersteuern verhindert wurde (Bild 4.4). In ersten Versuchen waren die Filter – wie der Filmpolarisator und der Bandpassfilter – zwischen Objektiv und CCD-Sensor angebracht (Bild 4.1). Das heißt, die Leistung im Objektiv  $I_{\text{Objektiv}}$  entsprach immer der eingestrahlten Leistung  $I_{\text{Probe}}$ , welche erst nach dem Objektiv abgeschwächt wurde. Mit steigender Leistung wurden vom Initialwert abweichende  $\Psi$  und  $\Delta$  Werte gemessen (rote Kreise in Bild 4.4). Für  $\Psi$  wurde bei  $I_{\text{Probe}} = I_{\text{Objektiv}} = 0,03 \text{ mW}$  ein Initialwert von  $41,5^\circ$  gemessen, welcher dann ab  $I_{\text{Probe}} = 0,1 \text{ mW}$  kontinuierlich bis  $50^\circ$  bei  $1,5 \text{ mW}$  anstieg. Für  $\Delta$  wurde ein stetiger Abfall von  $119,5^\circ$  bei  $I_{\text{Probe}} = I_{\text{Objektiv}} = 0,03 \text{ mW}$  auf  $108^\circ$  bei  $1,5 \text{ mW}$  festgestellt. Der Abfall startete bei Leistungen  $> 0,4 \text{ mW}$ . In dieser Messanordnung, in welcher die Graufilter die Probe-Leistung erst nach dem Objektiv abschwächen, sind demnach keine verlässlichen PPE-Messungen bei erhöhten Probe-Leistungen möglich.

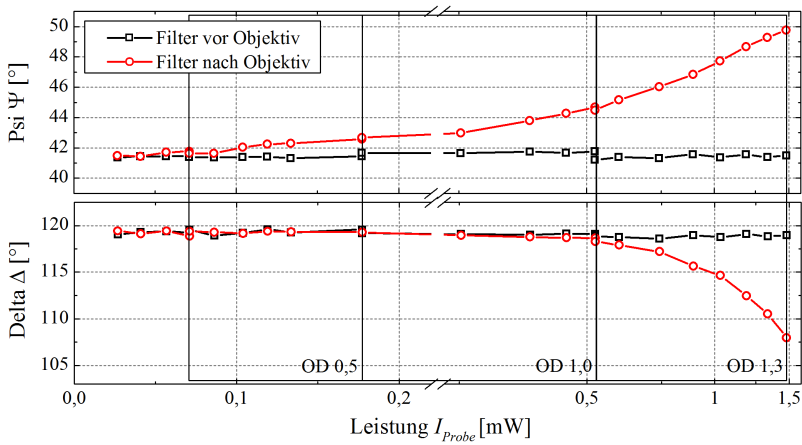


Bild 4.4: Vermessung der Polarisationsbeeinflussung durch das Objektiv über Leistung des Probe-Pulses  $I_{Probe}$  anhand ellipsometrischer Winkel  $\Psi$  und  $\Delta$  von Al. Um den CCD-Chip bei höheren  $I_{Probe}$  nicht zu übersteuern, werden Graufilter der Stärke OD 0,5 bis OD 1,3 eingesetzt ( $I_{CCD} < 0,09 \text{ mW}$ ). Schwarze Quadrate: Filter zwischen Probe und Objektiv  $\hat{=}$   $I_{Objektiv}$  und  $I_{CCD} < 0,09 \text{ mW}$  für alle  $I_{Probe}$ ; rote Kreise: Filter zwischen Objektiv und CCD  $\hat{=}$   $I_{CCD} < 0,09 \text{ mW}$  für alle  $I_{Probe}$  und  $I_{Objektiv} = I_{Probe}$ .

In einer zweiten Testreihe wurden die Filter zwischen Probe und Objektiv angebracht, so dass die Leistung bereits im Objektiv abgeschwächt war. In dieser Konfiguration wurden für alle Probe-Leistungen konstante  $\Psi$  und  $\Delta$  Winkel gemessen (schwarze Quadrate in Bild 4.4), was das Arbeiten bei dieser Filterpositionierung auch mit größeren Probe-Leistungen ermöglichte. Zudem konnte auf diese Weise ausgeschlossen werden, dass die abweichenden ellipsometrischen Winkel bei höheren Probe-Leistungen durch eine Modifikation des bestrahlten Aluminiums durch die Bestrahlung mit dem Probe-Puls hervorgerufen wurden ( $F_{Probe} \approx 1\% F_{thr}$ ).

### 4.1.3 Kalibrierung räumlicher und zeitlicher Parameter

Vor der Durchführung einer PPE-Messung muss sowohl die Polarisation des einfallenden Lichtes – also die Polarisatorstellung (Seite 59) – als auch die Abtastung des reflektierten Lichtes – also die Analysatorstellung (Seite 59) – exakt ausgerichtet werden. Außerdem muss die zeitliche Überlagerung von Pump- und Probe-Puls eingestellt werden (Seite 60). Im Folgenden werden die in dieser Arbeit dafür angewandten Methoden und Messreihen vorgestellt, welche jeweils durch in dieser Arbeit geschriebene Programme automatisiert wurden.

Die Nullposition des Polarisators ist als die Position definiert, in welcher die Transmissionsachse des Polarisators in der Einfallsebene des Ellipsometers liegt. Zur Kalibrierung der **Nullposition des Polarisators** kommt eine sogenannte Residuenmethode zur Anwendung. Dabei wird der Polarisator in einem Winkelintervall von  $\pm 10^\circ$  in  $0,5^\circ$ -Schritten um seine grob abgeschätzte Nullposition verfahren. Bei jeder dieser Polarisatorstellungen wird eine ellipsometrische Messung durchgeführt und die Koeffizienten  $\alpha$  und  $\beta$  aus Gleichung (2.28) bestimmt. Das Residuum  $R(P)$  des Polarisatorwinkels wird dann nach  $R(P) = 1 - (\alpha^2 + \beta^2)$  berechnet. Befindet sich der Polarisator in seiner Nullposition, wird ausschließlich p-polarisiertes Licht auf die Probe gestrahlt und von dieser reflektiert. Der Koeffizient  $\beta$  wird dann 0 und  $R(P)$  minimal (Bild 4.5 links). Voraussetzung dafür ist, dass eine Probe vermessen wird, welche einen Phasenversatz von möglichst  $90^\circ$  verursacht, wodurch bei Drehung des Polarisators um  $45^\circ$  durch Reflexion auf der Probe zirkular polarisiertes Licht erzeugt wird und  $R(P) = 1 - (0^2 + 0^2) = 1$  wird. In dieser Arbeit wurden Kalibriermessungen auf einer Siliziumprobe mit einer 100 nm dicken Siliziumdioxidschicht durchgeführt. Diese erzeugt einen Phasenversatz zwischen p- und s-polarisiertem Licht von etwa  $93^\circ$ . Zehn durchgeführte Bestimmungen der Nullwinkelstellung des Polarisators ergaben Werte im Intervall von  $\varphi = 0 \pm 0,2^\circ$ . Das Residuen-Verfahren zur Kalibrierung des Polarisatorwinkels hat den Vorteil, dass es unabhängig von der korrekten Einstellung der Nullwinkelstellung des Analysators ist. Zur Kalibrierung der **Nullposition des Analysators** wird eine ellipsometrische

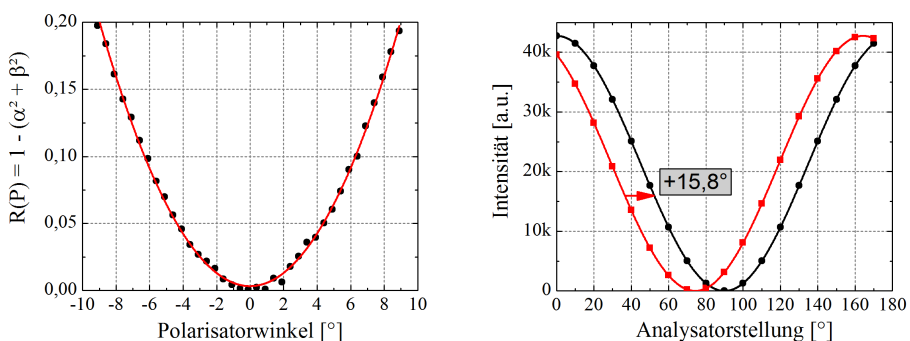


Bild 4.5: Kalibrierung der Nullwinkelstellungen von Polarisator (rechts) und Analysator (links). Zur Kalibrierung des Polarisators wird eine Residuenmethode angewandt. Zur Kalibrierung des Analysators wird eine ellipsometrische Messung bei der Nullwinkelstellung des Polarisators durchgeführt.

Messung durchgeführt, bei der sich der Polarisator in seiner Nullposition befindet. Wiederum wird also nur p-polarisiertes Licht eingestrahlt und reflektiert. Ist der Analysator um  $90^\circ$  verdreht, sollte er das reflektierte Licht maximal absorbieren (Auslöschungsverhältnis  $2 \cdot 10^5 : 1$ ). Eine abweichende Nullposition bewirkt eine maximale Absorption bei einem abweichenden Winkel (Bild 4.5 rechts). Die Abweichung kann als  $A_s = 0,5 \arctan(\beta/\alpha)$  berechnet werden. Zehn durchgeführte Bestimmungen der Nullwinkelstellung des Analysators ergaben Werte im Intervall von  $\phi = 0 \pm 0,1^\circ$ .

Der **zeitliche Nullpunkt** einer PPE-Messreihe ist als der Zeitpunkt definiert, an dem die zeitliche Überlagerung des Pump- und des Probe-Pulses maximal ist. Zur Bestimmung dieses Zeitpunktes wird ein ultraschneller Reflektionsanstieg in laserbestrahltem Silizium genutzt. Dieser Reflektionsanstieg wird durch die Anregung von Valenzbandelektronen ins Leitungsband verursacht, welche auf einer Zeitskala erfolgt (einige fs), die deutlich kürzer als die hier verwendete Pulsdauer ist (einige 100 fs) [13]. Unter der Annahme, dass die Reflektionsänderung proportional zur eingestrahlenen Energie ist, ist auf halber Höhe des Reflektionsanstieges der halbe Puls auf der Probe aufgetroffen. Zu diesem Zeitpunkt ist der Pumpimpuls also zentriert. Entsprechende Messreihen, in welchen die Intensität auf dem CCD-Sensor bei konstantem Analysatorwinkel zu verschiedenen Verzögerungszeiten des Probe-Pulses detektiert wurde, sind in Bild 4.6 dargestellt. Auf der rechten Seite befindet sich die halbe Höhe des Reflektionsanstieges 600 fs

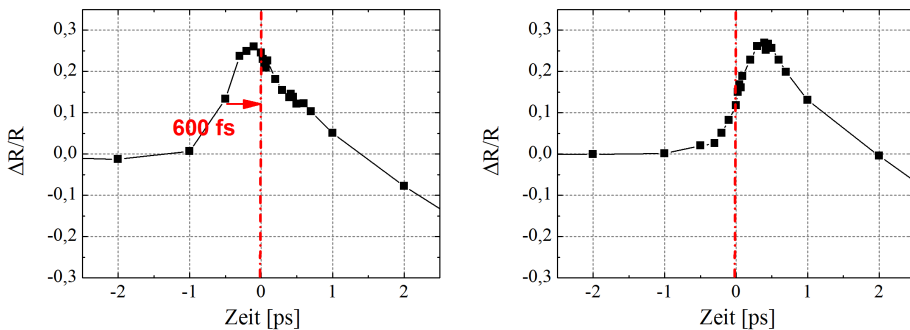


Bild 4.6: Kalibrierung des zeitlichen Nullpunktes des PPE (Zeitpunkt wenn Pump- und Probe-Puls maximal überlappen) über das Reflektionssignal einer laserbestrahlten Silizium-Probe. Einfallende Photonen regen Elektronen an, welche den instantanen Reflektionsanstieg verursachen. Rechts: falsche Kalibrierung  $\rightarrow$  Probe-Puls trifft 600 fs nach dem Pump-Puls auf der Probe auf. Links: richtige Kalibrierung durch Nachjustage der Verzögerungsachse um 600 fs  $\rightarrow$  Pump- und Probe-Puls treffen gleichzeitig auf der Probe auf.

verschoben zum eingestellten Nullpunkt des Probe-Pulses. Durch Definition eines angepassten geometrischen Nullpunktes der Verzögerungsachse kann die zeitliche Überlagerung von Pump- und Probe-Puls kalibriert werden (Bild 4.6 rechts). Bei einer zeitlichen Fehlstellung von 600 fs muss der geometrische Nullpunkt der Verzögerungsachse beispielsweise um  $\Delta x = c_0 \cdot 600 \text{ fs} / 2 = 90 \mu\text{m}$  korrigiert werden (Bild 4.6 links). Die Ungenauigkeit der Bestimmung wird aufgrund von Schwankungen der Datenpunkte in der steigenden Flanke auf kleiner als  $\pm 200 \text{ fs}$  abgeschätzt. Beim Austausch der Siliziumprobe gegen eine Metallprobe mit anderer Höhe wird die Oberfläche der Metallprobe wiederum in die Fokusebene des Objektivs und somit auf die Höhe der Siliziumprobe gebracht. Die geometrische Ungenauigkeit hierbei ist  $< 10 \mu\text{m}$  was einer daraus resultierenden zeitlichen Ungenauigkeit von  $< 33 \text{ fs}$  beim Austausch der Proben entspricht.

Abschließend wurde untersucht, wie sich eine Variation der Anzahl der Analysatorwinkelstellungen auf das Messergebnis auswirkt. Wie in Abschnitt 2.3.1 erläutert, wird für eine ellipsometrische Messung die Polarisation des reflektierten Lichtes durch eine schrittweise Drehung des Analysators um  $180^\circ$  vermessen. Die  $180^\circ$  Drehung wurde in dieser Versuchsreihe nun in 3 ( $\cong 60$ ) bis 36 ( $\cong 5^\circ$ ) Schritten durchgeführt und bestimmt ob eine Erhöhung der Schrittzahl zu einem genaueren Ergebnis führt (Bild 4.7). Als Testprobe diente eine 300 nm dünne  $\text{SiO}_2$ -Schicht auf Si-Substrat. Die ermittelten  $\Psi$ -Werte lagen für alle Schrittzahlen zwischen  $33,3^\circ$  und  $33,5^\circ$ , ohne dass sich bei höherer Schrittzahl ein Trend zu abweichenden Werten

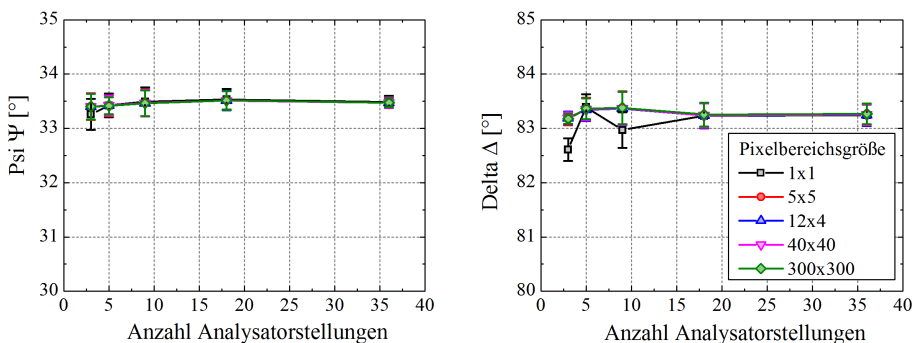


Bild 4.7: Vermessung der ellipsometrischen Winkel  $\Psi$  (links) und  $\Delta$  (rechts) in Abhängigkeit der Anzahl an Analysatorstellungen, welche verwendet wurden, um den Analysator für eine ellipsometrische Messung um insgesamt  $180^\circ$  zu drehen. Für die Berechnung wurden unterschiedlich große Pixelbereiche auf dem CCD-Sensor ausgewertet ( $1 \times 1$  bis  $300 \times 300$  Pixel).

erkennen lässt. Analog verhält es sich für die vermessenen  $\Delta$ -Werte, wobei hier die Werte zwischen  $83,1^\circ$  und  $83,4^\circ$  lagen. Eine Ausnahme bilden die  $\Delta$ -Werte für den Pixelbereich der Größe 1. Hier fallen die  $\Delta$ -Werte für die Schrittzahl 3 und 5 auf bis zu  $82,5^\circ$  ab. Sollen für eine PPE-Messung einzelne Pixel ausgewertet werden, empfiehlt sich eine Erhöhung der Schrittzahl. Bei der standardmäßig verwendeten Pixelbereichsgröße von  $12 \times 4$  Pixeln lassen sich auch mit nur 3 Schritten von  $60^\circ$  für das  $180^\circ$ -Intervall verlässliche PPE-Messungen durchführen. Um jedoch Fehlereinflüsse durch Fehlstellen auf der Probe während der Aufnahme einzelner Datenpunkte zu minimieren und gleichzeitig die Dauer einer Messreihe gering zu halten, wurden die PPE-Messungen in dieser Arbeit mit einer Schrittzahl von 5 ( $\cong 36^\circ$ ) durchgeführt.

## 4.2 Datenerfassung und Bildverarbeitung

### 4.2.1 Erfassung ellipsometrischer Rohdaten

Zur Bestimmung transienter ellipsometrischer Daten werden drei Teilmessungen durchgeführt: 1. Die eigentliche PPE-Messreihe, 2. eine Referenzmessung und 3. eine Dunkelmessung. Das dabei jeweilige angewandte Vorgehen und der Informationsgehalt der Teilmessungen werden im Folgenden erläutert.

Wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben, werden vor einer PPE-Messung die Polarisator- und die Analysatornullposition sowie der zeitliche Nullpunkt eingestellt. Da die Probe während einer Messung verfahren werden muss (Abschnitt 2.3.2), muss diese zudem sorgfältig horizontal justiert werden. Damit wird gewährleistet, dass sich die Probe während der Messung nicht aus dem Fokus des Bearbeitungspulses und des Objektivs bewegt. Während der **PPE-Messreihe** werden räumlich aufgelöste 14 Bit Grauwerte in Abhängigkeit der Verzögerungszeit und des Analysatorwinkels erfasst. Für jede Verzögerungszeit-Analysatorwinkel-Kombination wird die Probe auf eine neue unprozessierte Position verfahren, die Verzögerungsstrecke und die Analysatorposition eingestellt und die Probe mit einer einzelnen Pump- und Probe-Puls-Sequenz bearbeitet beziehungsweise belichtet. Exemplarische Grauwertverteilungen einer bestrahlten Aluminium-Probe sind in Bild 4.8 abgebildet. Die oberen beiden Zeilen zeigen Grauwertverteilungen bei einem konstanten Analysatorwinkel von  $\phi = 144^\circ$  zu verschiedenen Verzögerungszeiten, während in der unteren Zeile der Analysatorwinkel

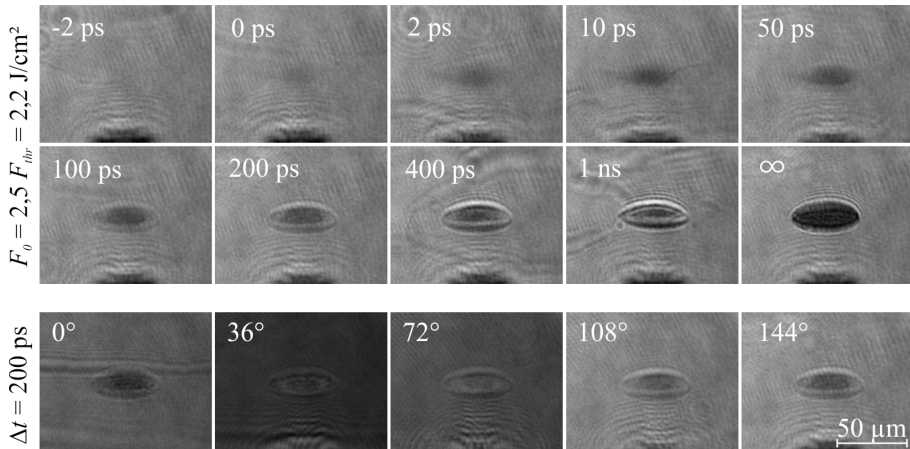


Bild 4.8: Datenerfassung für PPE-Messung: Räumlich aufgelöste Grauwerte für verschiedene Verzögerungszeiten von  $-2 \text{ ps} < \Delta t \leq 1 \text{ ns}$  für Analysatorwinkel  $\phi = 144^\circ$  (erste beiden Zeilen) und für verschiedene  $\phi$  bei  $\Delta t = 200 \text{ ps}$  (untere Zeile). Für jede Bildaufnahme wird eine neue Stelle auf der Probe bestrahlt. Bilder zeigen eine Al-Probe bestrahlt bei einer Fluenz von  $F_0 = 2,2 \text{ J/cm}^2$  mit einem IR-Puls ( $\lambda_{IR} = 1056 \text{ nm}$ ). Defokussierte Spots am unteren Bildrand stammen von vorherigen Teilmessungen.

bei konstanter Verzögerungszeit variiert wurde. Am unteren Bildrand sind jeweils defokussierte Spots von zuvor untersuchten Analysatorwinkelstellungen sichtbar (Abstand zum nächsten Spot in x- und in y-Richtung jeweils  $100 \mu\text{m}$ ). Die elliptische Form der Spots ist auf den schrägen Beobachtungswinkel von  $\theta = 70^\circ$  zurückzuführen.

Zusätzlich zur PPE-Messreihe wird eine **Referenzmessung** durchgeführt, welche dazu dient, etwaige Belichtungsschwankungen während einer PPE-Messung kompensieren zu können. Während dieser Teilmessung wird die Probe nur mit dem Probe-Puls belichtet – der Pump-Puls wird blockiert und die Probe daher nicht bearbeitet. Ein Verfahren der Probe während der Messung ist demnach nicht notwendig und die Einstellung einer Verzögerungszeit entfällt. Die Referenzmessung besteht aus einer ellipsometrischen Messung analog zur PPE-Messreihe, das heißt dieselben Analysatorwinkel werden vermessen. Im Gegensatz zur PPE-Messreihe wird hier die Grauwertverteilung jedoch durch die Mittelung von 30 Belichtungspulsen generiert, so dass Belichtungsschwankungen kompensiert und Referenzwerte des unprozessierten Materials gebildet werden.

Außerdem wird eine **Dunkelmessung** durchgeführt. Diese hat den Zweck, Signale auf dem CCD-Detektor zu detektieren, welche ihren Ursprung nicht in der ellipsometrischen Vermessung haben. Um diese Signale zu

selektieren, wird während dieser Teilmessung der Probe-Puls blockiert – die Probe wird nur mit dem Pump-Puls bearbeitet. Der CCD-Sensor detektiert nun nur Fremdsignale wie Umgebungslicht, gegebenenfalls Streustrahlung des Bearbeitungspulses oder Wärme- beziehungsweise Plasmastrahlung der angeregten Probe. Auch für die Dunkelmessung werden dieselben Analysatorwinkel vermessen wie bei der PPE-Messreihe, da festgestellt wurde, dass beispielsweise die Streustrahlung des Bearbeitungspulses polarisierte Anteile aufweist. Die Einstellung einer Verzögerungszeit entfällt wiederum, da nur mit dem Bearbeitungspuls gearbeitet wird. Für jede Analysatorstellung wird das Signal aus acht Einzelmessungen gemittelt, welche jeweils an neuen unprozessierten Positionen auf der Probe durchgeführt wurden.

#### 4.2.2 Nachbearbeitung generierter Rohdaten

Zur Nachbearbeitung der generierten Rohdaten wird in einem ersten Schritt von jedem Rohbild (a) die Dunkelmessung (b) der entsprechenden Analysatorstellung subtrahiert (Bild 4.9 links). Das so erzeugte Bild (c) ist dann frei von Umgebungslicht, Wärme- oder Plasmastrahlung der Probe. In einem zweiten Schritt wird der mittlere Grauwert (MGW) einer unprozessierten Fläche (blau hinterlegte Fläche im oberen Bildviertel in Bild 4.9 (c)) mit dem mittleren Grauwert der entsprechenden Fläche der Referenzmessung (d) bei dem zugehörigen Analysatorwinkel abgeglichen. Das gesamte PPE-Bild (c) wird mit dem Quotienten der mittleren Grauwerte multipliziert. Durch

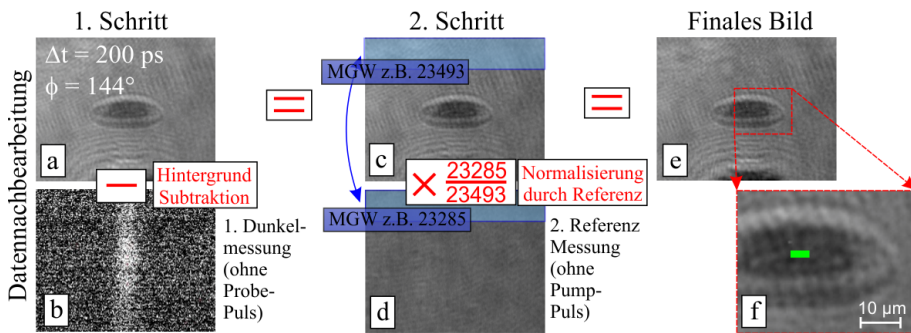


Bild 4.9: Datennachbearbeitung einer PPE-Messung (Bild 4.8): 1. Schritt: ein Hintergrundbild (b) wird vom Rohbild (a) subtrahiert um Hintergrundsignale auszulöschen, wodurch Bild (c) erstellt wird. 2. Schritt: Puls-zu-Puls-Schwankungen des Probe-Pulses werden über den Abgleich der mittleren Grauwerte (MGW) einer unbearbeiteten Fläche (blau hinterlegt) auf der Probe mit einer Referenzmessung (d) kompensiert. Das finale Bild (e) wird erstellt. Zur weiteren ellipsometrischen Datenerhebung werden Bereiche der Größe  $12 \times 4$  Pixel ausgewertet (grünes Rechteck Bild (f)).

diese Normierung werden gegebenenfalls Belichtungsschwankungen durch Puls-zu-Puls-Schwankungen des Probe-Pulses während der PPE-Messreihe kompensiert. Daraufhin wird das final bearbeitete Bild (e) erstellt. Für die weitere ellipsometrische Datenerhebung müssen die auszuwertenden Bereiche räumlich auf Bereiche eingeschränkt werden, auf die in erster Näherung eine konstante Fluenz eingestrahlt wurde. In dieser Arbeit wurde der Auswertebereich auf eine Größe von  $12 \times 4$  Pixel festgelegt (grünes Rechteck in Bild (f)). Das asymmetrische Aspektverhältnis ist an den schrägen Beobachtungswinkel von  $70^\circ$  angepasst. Das Pixelfeld entspricht einer Fläche von  $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ . Im Zentrum des gaußförmigen Bearbeitungspulses mit einem Durchmesser von  $D = 50 \mu\text{m}$  kann die Näherung der konstanten Fluenz ( $\pm 0,7\%$ ) als erfüllt betrachtet werden.

### 4.2.3 Berechnung ellipsometrischer Kenngrößen

Zur Berechnung der transienten ellipsometrischen Winkel  $\Psi$  und  $\Delta$  werden die mittleren Grauwerte der im vorhergehenden Abschnitt 4.2.2 beschriebenen  $12 \times 4$  Pixel großen Bereiche ausgewertet. Für jeden Verzögerungszeitpunkt werden diese jeweils für jeden Analysatorwinkel  $\phi$  ermittelt (Bild 4.10 links). Aufgrund der elliptischen Polarisation des analysierten Lichtes beschreiben die resultierenden Datenpunkte eine harmonische Schwingung mit  $180^\circ$  Periodizität (Abschnitt 2.3.1), deren Amplitude, y-Achsenversatz und Phase von der Elliptizität der Polarisation abhängen. Die Schwingung kann durch Gleichung (2.28) angepasst werden, wodurch die Koeffizienten

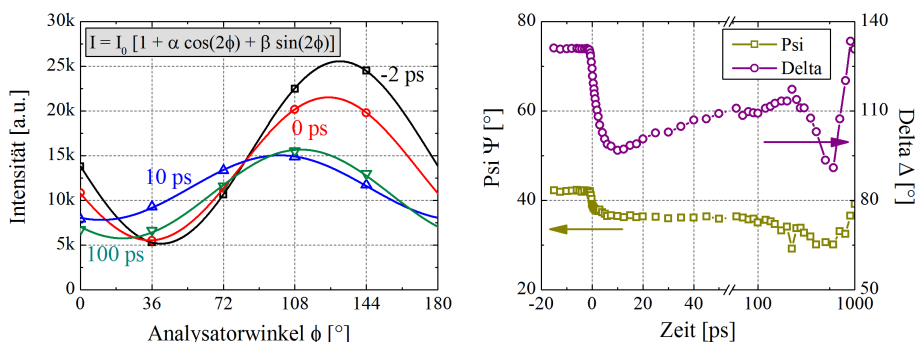


Bild 4.10: Datenanalyse zu Daten aus Bild 4.8 und 4.9 (Al-Probe bei  $F_0 = 2,2$ ]/ $\text{cm}^2$  ( $\lambda_{\text{pump}} = 1056 \text{ nm}$ ,  $\lambda_{\text{probe}} = 528 \text{ nm}$ ). Links: Intensität auf der CCD-Kamera in Abhängigkeit des Analysatorwinkels  $\phi$  für verschiedene Verzögerungszeiten  $\Delta t$  von  $-2$  ps bis 100 ps. Rechts: daraus nach Abschnitt 2.3.1 berechnete Psi- und Delta-Werte.

$\alpha$  und  $\beta$  bestimmt werden können. Für jede Verzögerungszeit werden aus den Koeffizienten  $\alpha$  und  $\beta$  mittels Gleichung (2.29) und (2.30) die ellipsometrischen Winkel  $\Psi$  und  $\Delta$  berechnet (Bild 4.10 rechts), welche unter anderem die Berechnung des transienten komplexen Brechungsindex nach Gleichung (2.34) ermöglichen.

### 4.3 Verifizierung initialer und transienter optischer Kenngrößen

Im Folgenden wird die Auswirkung von Fehlereinflüssen auf die Bestimmung der ellipsometrischen Winkel  $\Psi$  und  $\Delta$  und der daraus nach dem in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen Vorgehen errechneten Parameter  $n$  und  $k$  quantifiziert. Die ermittelten Abweichungen definieren die zu erwartende maximale Ungenauigkeit eines PPE-Messpunktes, im Speziellen auch der initialen PPE-Messwerte.

Bei den Fehlereinflüssen wird dazu zwischen systematischen, statistischen und transienten Fehlereinflüssen unterschieden. **Systematische Fehlereinflüsse** umfassen Fehlereinflüsse durch Winkelfehlstellungen des Analysatorwinkels  $\phi$ , des Polarisatorwinkels  $\varphi$  und des Einfallswinkels  $\theta$ . Die entsprechenden Winkel werden vor jeder Messung kalibriert und eine Fehlstellung einer Komponente wirkt sich somit gleichermaßen auf jeden einzelnen Messpunkt einer Messreihe aus. Die Fehlstellung bewirkt damit einen Versatz der gesamten Messreihe (rote Kurve in Bild 4.11). **Statistische Fehlereinflüsse**, welche Fehlereinflüsse durch das Rauschen des CCD-Sensors und Puls-zu-Puls-Schwankungen des Lasers beinhalten, können

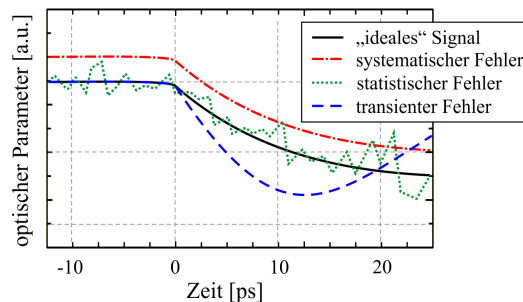


Bild 4.11: Unterteilung von Fehlereinflüssen bei PPE-Messungen: Systematische Fehler verursachen einen Versatz der gesamten Messreihe im Vergleich zur "idealen" fehlerunbelasteten Messreihe, statistische Fehler einen Versatz einzelner Messpunkte. Transiente Fehler verursachen einen abweichenden Verlauf des zeitaufgelösten Messsignals.

sich auf jeden einzelnen Messpunkt unterschiedlich auswirken. Diese Fehlereinflüsse bewirken dadurch einen nicht prozessbedingten Versatz einzelner Messpunkte innerhalb einer Messreihe zueinander (grüne Kurve in Bild 4.11). **Transiente Fehlereinflüsse** entstehen durch die nicht korrekte Darstellung des zeitaufgelösten Materialverhaltens. Sie bewirken einen abweichenden Verlauf der Datenpunkte nach dem zeitlichen Nullpunkt (blaue Kurve in Bild 4.11).

Im Abschnitt 4.3.1 werden die zu erwartenden systematischen und statistischen Fehler des PPE-Aufbaus am Beispiel von Al ermittelt und mit experimentellen Messwerten verglichen. Im Abschnitt 4.3.2 werden die systematischen Fehler in einem erweiterten Prozessbereich am Beispiel von verschiedenen Dicken SiO<sub>2</sub>-Schichten auf Si untersucht. Im Abschnitt 4.3.3 werden schließlich die transienten Abweichungen der PPE-Daten im Vergleich mit PPR-Daten an verschiedenen Metallen ermittelt.

#### 4.3.1 Systematische und statistische Fehlereinflüsse auf Messgenauigkeit

Die systematischen und statistischen Fehlereinflüsse einer PPE-Messreihe werden am Beispiel von Al bestimmt. In Tabelle 4.1 sind dazu die sich ergebenden Abweichungen nach den verursachenden Fehlerquellen in absoluter und relativer Notation aufgelistet. Die relative Notation bezieht sich dabei auf das messbare Intervall von 90° für  $\Psi$  und 180° für  $\Delta$ . Ein Grad Abweichung entsprechen also 1,1% beziehungsweise 0,56% für  $\Psi$  beziehungsweise  $\Delta$ . Im oberen Teil der Tabelle befinden sich die systematischen Fehlereinflüsse, im unteren Teil dagegen die statistischen Fehlereinflüsse. Die jeweilige Größe des Fehlers ( $\Delta\phi = \pm 0,1^\circ$ ;  $\Delta\varphi = \pm 0,2^\circ$ ;  $\Delta\theta = \pm 1^\circ$ ; Rauschen CCD = 0,13%; Puls-zu-Puls-Schwankungen = 1,2%) ist aus Abschnitt 4.1 entnommen. Die Abschätzung des Fehlereinflusses ist am Beispiel von Aluminium mit den experimentell bestimmten Grundwerten für  $\Psi = 42,15^\circ$ ,  $\Delta = 131,03^\circ$ ,  $n = 0,75$  und  $k = 5,51$  durchgeführt. In den Spalten unter jeder optischen Kenngröße sind die Werte angegeben, welche sich errechnen, wenn die in der entsprechenden Zeile stehende Komponente um die angegebene Winkelfehlstellung in positiver und negativer Richtung verdreht wird.

Die Werte für  $\Psi$  und  $\Delta$  bei einer Verdrehung des Analysatorwinkels werden errechnet, indem in Gleichung (2.28) der Analysatorwinkel  $\phi$  um die Fehlstellung  $\Delta\phi$  erweitert wird. Der Einfluss einer Fehlstellung  $\Delta\varphi$  des Polarisatorwinkels  $\varphi$  auf den Winkel  $\Psi$  wird nach Gleichung (2.29) berechnet. Auf die Phasendifferenz  $\Delta$  hat eine solche Fehlstellung keinen

Tabelle 4.1: Abschätzung systematischer Fehlereinflüsse durch Winkelfehlstellungen von Analysator, Polarisator und Einfallswinkel sowie statistischer Fehlereinflüsse durch Rauschen des CCD und Puls-zu-Puls-Schwankungen auf ellipsometrische Kenngrößen bei PPE-Messungen am Beispiel von Aluminium.

		$\Psi$	$\Delta$	$n$	$k$
<b>systematische Fehler</b>					
Analysator	abs. [°]	42,22/42,09	131,04/131,01	0,73/0,77	5,52/5,50
$\Delta\phi$ -/+0,1°	rel. [%]	0,07/-0,07	0,01/-0,01	-2,14/2,27	0,09/-0,11
Polarisator	abs. [°]	41,86/42,45	131,03	0,82/0,67	5,49/5,53
$\Delta\phi$ -/+0,2°	rel. [%]	-0,33/0,33	- *	10,01/-10,15	-0,31/0,27
Einfall	abs. [°]	42,26/42,04	133,56/128,30	0,79/0,71	5,86/5,17
$\Delta\theta$ -/+1°	rel. [%]	0,12/-0,13	1,41/-1,52	-5,87/5,86	6,30/-6,13
$\Sigma$	abs. [°]	41,68/42,62	128,28/133,58	0,61/0,89	5,15/5,88
	rel. [%]	-0,53/0,52	-1,52/1,42	-18,16/18,29	-6,55/6,66
Experiment	abs. [°]	42,15	131,0	0,75	5,51
SpecEl2000	abs. [°]	42,12	128,44	0,69	5,18
	rel. [%]	0,03	1,44	8,28	5,99
<b>statistische Fehler</b>					
CCD-					
Rauschen	abs. [°]	42,10/42,20	130,92/131,14	0,74/0,76	5,50/5,52
-/+0,13%	rel. [%]	-0,05/0,05	-0,06/0,06	-1,60/1,60	-0,24/0,24
Puls-zu-Puls	abs. [°]	41,70/42,60	130,01/132,06	0,64/0,86	5,39/5,64
-/+1,2%	rel. [%]	-0,50/0,50	-0,57/0,57	-15,22/15,09	-2,20/2,29
$\Sigma$	abs. [°]	41,65/42,60	129,90/132,17	0,62/0,87	5,38/5,65
	rel. [%]	-0,56/0,55	-0,63/0,64	-16,82/16,69	-2,43/2,52
Experiment	abs. [°]	41,93/42,33	130,61/131,32	0,70/0,80	5,45/5,55
	rel. [%]	-0,24/0,20	-0,22/0,16	-6,46/6,79	-1,08/0,71

\*der Phasenversatz  $\Delta$  ist nach Gleichung (2.30) unabhängig vom Polarisatorwinkel  $\phi$

Einfluss. Die zugehörigen  $n$ - und  $k$ -Werte ergeben sich aus Gleichung (2.34). Gleichung (2.34) dient ebenso dazu, die  $\Psi$ - und  $\Delta$ -Werte für einen abweichenden Einfallswinkel aus den Grundwerten von  $n$  und  $k$  zu bestimmen. Der Einfluss der statistischen Fehlerursachen wird ermittelt, indem jeder einzelne Datenpunkt – wie in Bild 4.10 dargestellt – mit der entsprechenden Fehlergröße beaufschlagt wird und die sich ergebenden minimalen und maximalen  $\Psi$ - und  $\Delta$ -Werte errechnet werden.

Das Aufsummieren der einzelnen Abweichungen ergibt die maximale zu erwartende Abweichung  $\Sigma$  für jede optische Kenngröße unterteilt für systematische und statistische Fehlereinflüsse. Während  $\Psi$  und  $\Delta$  durch die systematischen Fehler um insgesamt  $\pm 0,5\%$  beziehungsweise  $\pm 1,5\%$  verschoben werden können, pflanzt sich dieser theoretische Fehler auf maximal  $\pm 18,3\%$  und  $\pm 6,7\%$  für  $n$  beziehungsweise  $k$  fort. In den tatsächlichen Messungen sind die detektierten Abweichungen allerdings kleiner. Im Vergleich mit den Werten eines kommerziellen Ellipsometers (Ocean Optics “SpecEl2000”) ergeben sich hier Abweichungen von  $0,03\%$  ( $\Psi$ ),  $1,44\%$  ( $\Delta$ ),  $8,28\%$  ( $n$ ) und  $5,99\%$  ( $k$ ) (obere grau hinterlegte Zeile in Tabelle 4.1). Durch die statistischen Fehler können  $\Psi$  und  $\Delta$  um insgesamt je  $\pm 0,6\%$  verschoben werden. Auf  $n$  und  $k$  bezogen bedeutet dies eine Schwankung von  $\pm 16,8\%$  beziehungsweise  $\pm 2,5\%$ . Auch hier sind die Schwankungen in tatsächlichen Messungen jedoch kleiner. Diese können durch die Auswertung von Messpunkten zu negativen Verzögerungszeiten (hier Daten aus Bild 5.8), also ohne Pump-Puls, auf der Grundlinie einer PPE-Messung ermittelt werden. Sie betragen  $\pm 0,2\%$  ( $\Psi$ ),  $\pm 0,2\%$  ( $\Delta$ ),  $\pm 6,8\%$  ( $n$ ) und  $\pm 1,1\%$  ( $k$ ) (untere grau hinterlegte Zeile in Tabelle 4.1).

#### 4.3.2 Abgleich statischer komplexer Brechungsindexwerte von PPE-Aufbau mit kommerziellem Dauerstrichellipsometer

Im vorangegangenen Abschnitt 4.3 wurden die systematischen Fehler bei ellipsometrischen Messungen auf Aluminium untersucht. Generell hängt die Größe des Fehlers bei ellipsometrischen Messungen jedoch von der Lage der zu vermessenden ellipsometrischen Winkel und somit vom zu vermessenden Material ab [119]. Um auftretende Fehler in einem weit aufgespannten Winkelbereich zu erfassen, wurden ellipsometrische Messungen auf Siliziumwafern mit unterschiedlich dicken Siliziumdioxidschichten in 100 nm Abständen im Bereich von 100 nm bis 500 nm durchgeführt. Durch die unterschiedlichen Schichtdicken generiert jede Probe unterschiedliche ellipsometrische Winkelkombinationen.

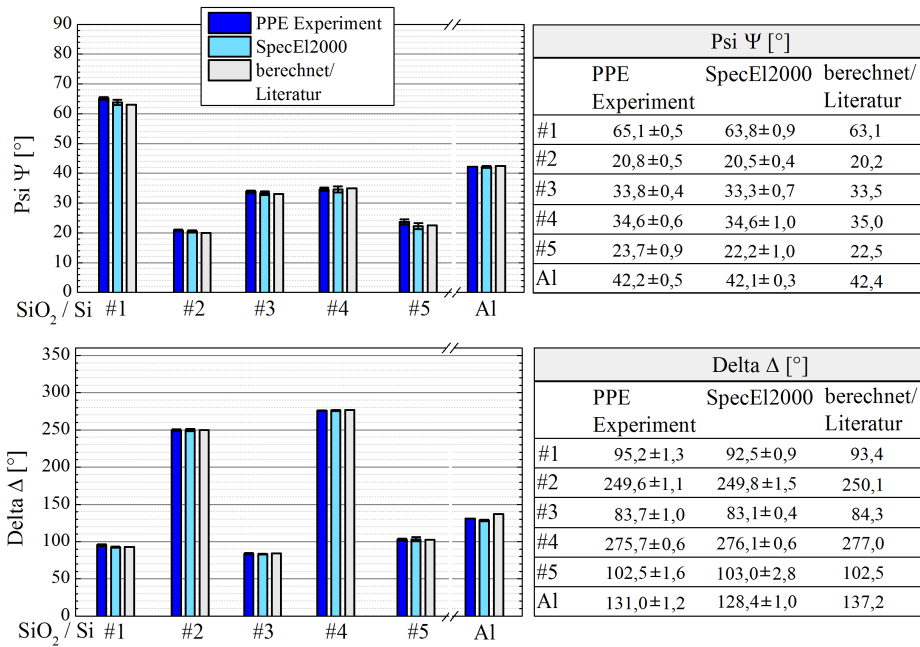


Bild 4.12: Ellipsometrische Winkel  $\Psi$  und  $\Delta$  bestimmt mittels PPE in *steady-state*-Messmodus (ohne Pump-Puls) (dunkelblau), mittels eines kommerziellen Ellipsometers SpecEl2000 (hellblau) und anhand von Literaturwerten (grau) [20, 22] zur Genauigkeitsbestimmung des PPE-Aufbaus. SiO<sub>2</sub>-Dünnschichten verschiedener Dicken (#1: 104,1 nm, #2: 204,7 nm, #3: 302,3 nm, #4: 400,9 nm, #5: 509,0 nm) auf Si-Substrat wurden vermessen ebenso wie Aluminium. Alle Messdaten wurden bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 528$  nm erhoben.

Am PPE-Aufbau wurden ohne Pump-Puls je drei Messwerte für die ellipsometrischen Winkel  $\Psi$  und  $\Delta$  pro Schicht aufgenommen. Diese sind in Bild 4.12 als dunkelblaue Balken dargestellt. Verglichen werden diese mit Winkeln, welche durch je drei Messungen mit einem kommerziellen Ellipsometer (Ocean Optics “SpecEl2000”) bestimmt wurden (türkise Balken) und mit Winkeln, welche mittels Materialdaten aus der Literatur [20] und eines entsprechenden Schichtmodells mittels der Fresnelschen Formeln (2.10) und (2.11) sowie dem Snelliusschen Brechungsgesetz berechnet wurden (graue Balken).

Für  $\Psi$  wird eine maximale Differenz zwischen PPE- und SpecEl-Messung von 1,5° (1,7 %) auf Schicht #5 gemessen. Im Vergleich zu den Literaturdaten beträgt die maximale Differenz 2,0° (2,2 %) auf Schicht #1. Für  $\Delta$  wird eine maximale Differenz zwischen PPE- und SpecEl-Messung von 2,7° (1,5 %)

auf Schicht #1 gemessen. Im Vergleich zu den Literaturdaten beträgt die maximale Differenz  $1,8^\circ$  (1,0%) auf Schicht #1.

Materialübergreifend lässt sich die Genauigkeit der mittels des in dieser Arbeit entwickelten Pump-Probe-Ellipsometers gemessenen initialen  $\Psi$ - und  $\Delta$ -Werte somit auf  $d\Psi/\Psi < 2,2\%$  beziehungsweise  $d\Delta/\Delta < 1,5\%$  beziffern. Diese Abweichung kann eventuell durch eine genauere Justage beispielsweise des Einfallswinkels noch reduziert werden, jedoch ist auch die momentan erzielte Abweichung deutlich kleiner als die zu vermessende Signaländerung ( $d\Psi/\Psi = 16\%$  beziehungsweise  $d\Delta/\Delta = 23\%$ , Bild 4.10), sodass die erzielten Ergebnisse als hinreichend verlässlich betrachtet werden können.

### 4.3.3 Validierung transienter Kurvenverläufe durch Abgleich von berechnetem $\Delta R/R$ aus PPE und PPR

In den zwei vorangegangenen Abschnitten wurde untersucht, wie verlässlich die Initialwerte einer PPE-Messung sind und wie groß die Schwankung einzelner Messpunkte innerhalb einer Messreihe zueinander ist. Nun bleibt zu überprüfen, ob auch das zeitaufgelöste PPE-Messsignal einer laserbestrahlten Probe zuverlässige Werte liefert.

Zur Verifizierung der zeitaufgelösten PPE-Daten bietet sich ein Vergleich mit zeitaufgelösten PPR-Daten an. Eine PPR-Messreihe, welche mit dem in [135] beschriebenen und in Bild 2.9 dargestellten Aufbau aufgenommen wird, erzeugt  $\Delta R/R$ -Werte unter senkrechtem Lichteinfall auf die Probe. Im Gegensatz dazu werden PPE-Messungen zwar unter schrägem Einfallswinkel (hier  $70^\circ$ ) durchgeführt, nach den Fresnelschen Formeln (2.10) und (2.11) kann aus den generierten zeitaufgelösten  $n$ - und  $k$ -Werten aber auch hier die relative Reflektivitätsänderung  $\Delta R/R$  für senkrechten Lichteinfall berechnet werden.

In Bild 4.13 sind  $\Delta R/R$ -Verläufe des PPR-Aufbaus und des PPE-Aufbaus gegenübergestellt. Für die Metalle Kupfer (Cu), Aluminium (Al), Molybdän (Mo) und Edelstahl AISI304 (ES) werden jeweils zwei Messreihen – eine PPR- und eine PPE-Messreihe – untersucht. Da an den beiden Aufbauten auch die Einfallswinkel der Bearbeitungspulse (Pump-Pulse) verschieden sind, unterscheiden sich die reflektierten beziehungsweise absorbierten Energieanteile und somit die Schwellfluenszen, welche eingestrahlte Fluenszen angeben ( $F_{thr}$ -Ermittlung für PPR und PPE in Abschnitt 5.1.2). Diese belaufen sich für die jeweils verwendete infrarote Wellenlänge am PPR-Setup auf  $F_{thr,Cu} = 1,80\text{J/cm}^2$ ,  $F_{thr,Al} = 0,60\text{J/cm}^2$ ,  $F_{thr,Mo} = 0,41\text{J/cm}^2$  und  $F_{thr,ES} = 0,22\text{J/cm}^2$ . Am PPE-Setup ergeben sich  $F_{thr,Cu} = 2,23\text{J/cm}^2$ ,

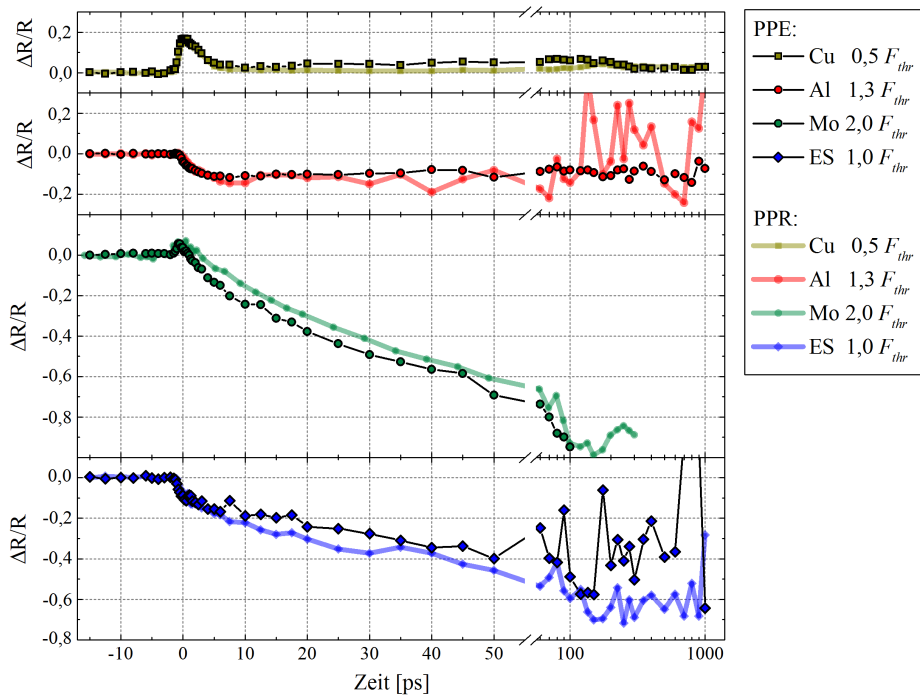


Bild 4.13: Vergleich zwischen  $\Delta R/R$ -Werten berechnet aus PPE-Messungen nach Gleichung (2.12) und ermittelt aus PPR-Messungen. Messreihen auf Kupfer (Cu), Aluminium (Al), Molybdän (Mo) und Edelstahl (ES) bei jeweils einer Fluenz um  $F_{thr}$ .

$F_{thr,Al} = 0,87 \text{ J/cm}^2$ ,  $F_{thr,Mo} = 0,54 \text{ J/cm}^2$  und  $F_{thr,ES} = 0,29 \text{ J/cm}^2$ . Um Messreihen der beiden Aufbauten vergleichen zu können, wurden daher Fluenzen jeweils im gleichen Verhältnis zur entsprechenden Schwellfluenz gewählt. Zur Darstellung verschiedener Effekte, wie beispielsweise der reinen elektronischen Materialanregung in Cu unterhalb  $F_{thr}$  oder der Spallation in Al knapp oberhalb  $F_{thr}$ , wurden entsprechende unterschiedliche Fluenzen um die Ablationsschwellfluenz herum ausgewählt.

Für alle Materialien wird eine hohe Übereinstimmung der PPR- und der PPE-Daten festgestellt. Beispielsweise wird auf Kupfer der initiale Anstieg auf  $\Delta R/R = 0,18$  und der folgende Abfall auf Werte knapp oberhalb des Anfangswertes durch die PPR- und die PPE-Daten sowohl von der Amplitude als auch vom zeitlichen Verlauf nahezu identisch wiedergegeben. Auch bei den Al-Kurven findet der Abfall auf den gleichen Wert von  $\Delta R/R = -0,13$  und nach etwa 5 ps statt. Lediglich bei Zeiten  $> 50 \text{ ps}$  lassen sich signifikante Unterschiede zwischen den PPR- und den PPE-Messreihen bei Fluenzen

an oder oberhalb von  $F_{thr}$  erkennen. Hier finden mechanische Prozesse wie das Aufwölben und Aufreißen des bestrahlten Volumens statt, die je nach Belichtungswinkel verschieden abgetastet und interpretiert werden (Abschnitte 5.2 und 5.3.1). Diese Prozesse stehen jedoch nicht im Fokus der PPE-Untersuchungen und die Abweichungen in diesen Prozessbereichen sind daher hinnehmbar. Zu früheren Zeiten ( $< 50$  ps) oder niedrigeren Fluenzen ( $< F_{thr}$ ) liegt die Abweichung der mittels PPR und PPE bestimmten Daten bei  $\Delta R/R_{PPE} - \Delta R/R_{PPR} < 0,1$ , während die transienten relativen Reflektivitätsänderungen, welche beispielsweise durch temporäre elektronische Anregungen oder durch das Aufheizen des Materials verursacht werden, von beiden Messmethoden gleich wiedergegeben werden.

### Zusammenfassung der Fehlerabschätzung

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die systematischen Abweichungen des PPE-Aufbaus – also somit auch die Abweichungen der initialen Startwerte einer PPE-Messreihe – bei einer Messung auf Al 0,03 % ( $\Psi$ ), 1,44 % ( $\Delta$ ), 8,28 % ( $n$ ) und 5,99 % ( $k$ ) betragen (Abschnitt 4.3.1). Diese liegen innerhalb der theoretisch ermittelten Abweichungen von 0,5 % ( $\Psi$ ), 1,5 % ( $\Delta$ ), 18,3 % ( $n$ ) und 6,7 % ( $k$ ). Ein erweitertes Messfenster bei weiteren  $\Psi$ - und  $\Delta$ -Startwerten auf verschiedenen dicken SiO<sub>2</sub>-Schichten auf Si ergibt eine materialübergreifende maximale Abweichung der Startwerte von  $d\Psi/\Psi < 2,2\%$  beziehungsweise  $d\Delta/\Delta < 1,5\%$  (Abschnitt 4.3.2).

Auch bei den statistischen Abweichungen liegen die experimentell gemessenen Werte innerhalb des theoretisch bestimmten Fehlerbereichs. Hier betragen die experimentell gemessenen Fehler auf Al 0,2 % ( $\Psi$  und  $\Delta$ ), 6,8 % ( $n$ ) und 1,1 % ( $k$ ), während sich die theoretisch ermittelten Fehler auf 0,6 % ( $\Psi$  und  $\Delta$ ), 16,8 % ( $n$ ) und 2,5 % ( $k$ ) belaufen (Abschnitt 4.3.1).

Der Abgleich von transienten  $\Delta R/R$ -Verläufen, welche aus PPE- und PPR-Daten gewonnen wurden, zeigt zudem, dass auf verschiedenen Metallen die zeitlich aufgelösten Daten übereinstimmen. Die Abweichung beträgt hier  $\Delta R/R_{PPE} - \Delta R/R_{PPR} < 0,1$ , während sowohl Amplituden als auch Anstiegs- und Abfallzeiten der Messkurven an den PPE- und PPR-Aufbauten gleich erfasst werden (Abschnitt 4.3.3).

Das hier entwickelte Pump-Probe-Ellipsometer liefert demnach soweit prüfbar plausible und verlässliche Werte der zeitaufgelösten relativen Reflektivität und somit des transienten komplexen Brechungsindex von laserbestrahlten Metallen.



## **5 Zeitaufgelöste Messungen optischer und mechanischer Eigenschaften von laserbestrahltem Aluminium**

In diesem Kapitel wird die Laser-Materie-Wechselwirkung in Aluminium untersucht. Dazu werden im ersten Abschnitt 5.1 die verwendeten Proben spezifiziert. Der zweite Abschnitt 5.2 beinhaltet PPR-Messreihen des Abtragsprozesses, welche primär mechanische Vorgänge über die komplette Prozessdauer abbilden. Im dritten Abschnitt 5.3 werden ergänzende PPE-Messungen der transienten optischen Materialeigenschaften vorgestellt. Im letzten Abschnitt 5.4 wird das Materialverhalten mittels einer hydrodynamischen Simulation, welche anhand der PPE-Messungen validiert wurde, dargestellt.

### **5.1 Verwendete Proben**

#### **5.1.1 Präparation von Substratmetallen**

In der vorliegenden Arbeit wurde die Lasermaterialbearbeitung des industriell relevanten Metalls Aluminium untersucht. Punktuell werden die erzielten Ergebnisse vergleichend mit Messungen auf Kupfer dargestellt. Dabei wurde die Verwendung von gesputterten oder aufgedampften Metallschichten vermieden. Bei der Verwendung solcher Schichten kann es zu unerwünschten Dünnschichteffekten kommen – wird die Schichtdicke kleiner als die Energieeindringtiefe der Laserstrahlung ( $\approx 50 \text{ nm}$  für  $\tau = 1 \text{ ps}$ ) wird die Energie im bestrahlten Volumen “eingesperrt” [166] und die Schwellfluenz sinkt [167]. Zum anderen können die Schichteigenschaften in Abhängigkeit der Sputterparameter stark variieren [168]. Daher wurde in dieser Arbeit Vollmaterial mit einer Dicke  $> 500 \mu\text{m}$  verwendet. Hochreines Aluminium ( $> 99,999\%$ ) und Kupfer (Cu-DHP;  $> 99,9\%$ ) dienten als Probenmaterial. Bei den durchgeführten Pump-Probe-Messungen muss die Probe zur Aufnahme jedes einzelnen Messpunktes verfahren werden, während vorausgesetzt wird, dass der Bearbeitungsprozess an jeder Messstelle vergleichbar ist

Tabelle 5.1: Schleif- und Polierparameter für die Präparation der Substratmetallproben.

	Körnung [ $\mu\text{m}$ ]	Dauer [min]	Drehrichtung
Schleifvorgang	22	2	Gleichlauf
	15	2	Gleichlauf
	8	2	Gleichlauf
Poliervorgang	6	4,5	Gleichlauf
	1	2	Gleichlauf
	0,02	3 mal 1,5	Gegenlauf

(Abschnitt 2.3.2). Daher muss gewährleistet sein, dass die Probe über den bearbeiteten Bereich homogene Eigenschaften und eine ebene Oberflächenstruktur aufweist. Die verwendeten Vollmetalle mussten daher sorgfältig präpariert werden.

Zur sicheren Handhabung und Halterung während der Probenpräparation und der Messung wurden die Probenstücke ( $2 \times 1,5 \text{ cm}^2$ ) in Epoxidharz eingebettet (Bild 5.1). Die Oberfläche wurde anschließend mit einer automatischen Schleif- und Poliermaschine (Bühler "PlanarMet 300") bearbeitet. Die Schleif- und Polierschritte sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Während den Schleifdurchgängen wurden die Proben stetig mit fließendem Wasser umspült. Für die Polierschritte wurde anstatt Wasser ein Schmiermittel des Typs MetaDi Fluid der Firma Bühler genutzt. Der Anpressdruck der Proben auf die Schleif- und Polierscheiben betrug 20 N. Zwischen jedem Schleif- und Polierdurchgang wurden die Proben mit destilliertem Wasser und Reinigungsmittel abgespült und in einem Ultraschallbad für 3 bis

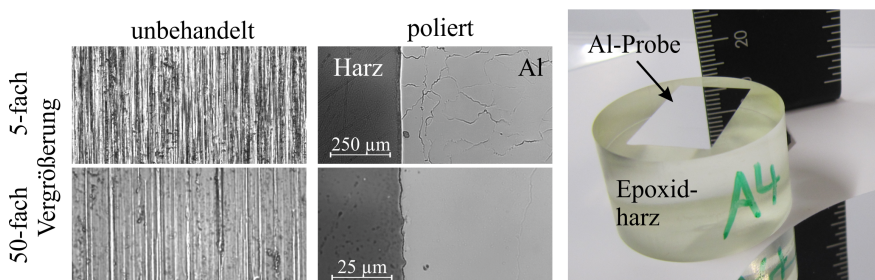


Bild 5.1: Lichtmikroskopaufnahmen des Al-Substrats vor (links) und nach (mitte und rechts) der Probenpräparation.

5 min gereinigt. Dadurch sollte verhindert werden, dass Rückstände des Schleifpapiers oder Abrieb in den nächst feineren Bearbeitungsabschnitt übertragen werden.

Die Oberflächenrauigkeit der präparierten Proben wurde mit einem Oberflächenprofilometer (Veeco "Dektak 150") vermessen. Es konnten Mittenrauigkeitswerte zwischen  $R_a = 15$  und  $25$  nm erzielt werden.

### 5.1.2 Energetische Betrachtung: Schwellwertermittlung

In dieser Arbeit wurde die Laser-Materie-Wechselwirkung bei Fluenzen unterhalb, an und oberhalb der Schwellfluenz für Ablation  $F_{thr}$  studiert. Um verschiedene Messreihen bei teilweise unterschiedlichen Laserwellenlängen, Einstrahlwinkeln oder auf teilweise unterschiedlichen Materialien sinnvoll vergleichen zu können, wurden die Messreihen jeweils bei Spitzenfluenzen  $F_0$  in einem festen Verhältnis zu der dazugehörigen Schwellfluenz durchgeführt (zumeist  $0,75 F_{thr}$ ,  $1,3 F_{thr}$  und bei der am Aufbau maximal erreichbaren Fluenz von  $2,5 F_{thr}$ , siehe z.B. Bild 5.3). Die Spitzenfluenz wird als  $F_0 = 2E/(\pi w_0^2)$  berechnet.  $E$  stellt die eingestrahlte Energie dar und  $w_0$  den Strahlradius auf der Probe, bei dem die Intensität auf das  $e^{-2}$ -fache abgefallen ist.  $F_{thr}$  ist als die Fluenz definiert, bei der gerade noch Ablation stattfindet.

Die Ablationsschwellfluenz wurde in dieser Arbeit mittels der gängigen Methode nach Liu [169] ermittelt. Dazu wird der quadrierte Durchmesser  $D^2$  der laserbearbeiteten Spots in Abhängigkeit der jeweils angewandten Spitzenfluenz vermessen (Bild 5.2). Die Ablationsschwellfluenz und der effektive Strahlradius können über eine Anpassung der folgenden Funktion an die Datenpunkte ermittelt werden.

$$D^2 = 2w_0^2 \ln \left( \frac{F_0}{F_{thr}} \right) \quad (5.1)$$

Im Laufe der Arbeit wurden Messreihen am PPE-Aufbau mit infraroter (PPE IR) und grüner Wellenlänge (PPE grün) sowie Messreihen am PPR-Aufbau mit infraroter Wellenlänge (PPR IR) durchgeführt. Während am PPE-Aufbau die Laserstrahlung senkrecht auf die Probe trifft, trifft sie am PPR-Aufbau unter einem Einfallswinkel von  $35^\circ$  (p-polarisiert) auf. Der schräge Einfallswinkel am PPR-Aufbau führt zur Ausbildung eines leicht elliptischen Fokusprofils mit einem Verhältnis der elliptischen Hauptachsen

5 Zeitaufgelöste Messung optischer und mechanischer Eigenschaften von laserbestrahltem Aluminium

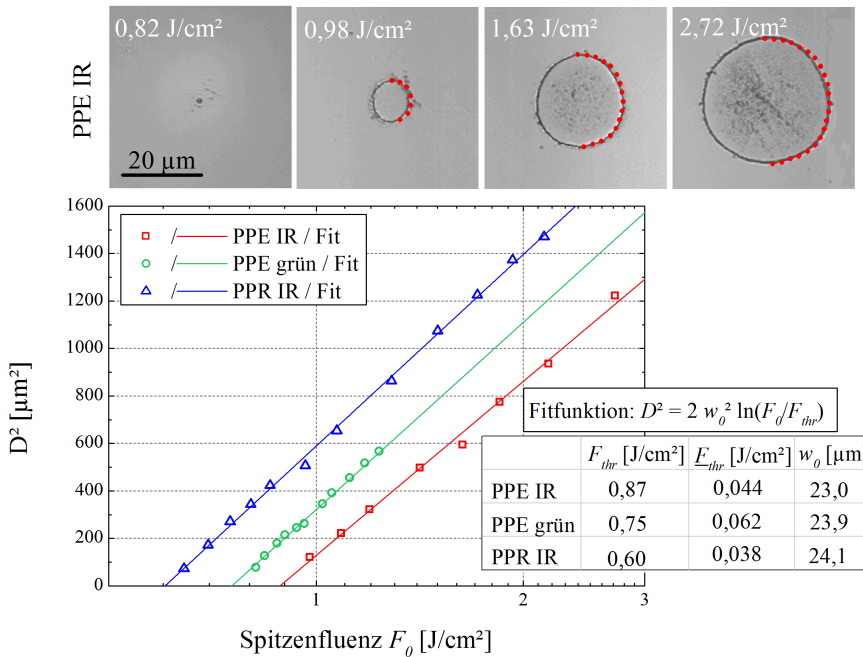


Bild 5.2: Schwellfluenzbestimmung für den Abtrag von Al. Oben: Mikroskopische Aufnahmen der Einzelpulsprozessierung von Al am PPE-Aufbau bei infraroter (IR) Wellenlänge mit verschiedenen Spitzenfluenzen  $F_0$ . Rot gepunktete Halbkreise markieren die Durchmesserbewertung. Unten: Auftragung von  $D^2$  über  $F_0$  zur Ermittlung von  $F_{thr}$  (eingestrahlt),  $E_{thr}$  (absorbiert) und  $w_0$  mittels Datenfit [169]. PPE IR:  $\lambda = 1056$  nm,  $\tau = 680$  fs; PPE grün:  $\lambda = 528$  nm,  $\tau = 540$  fs, jeweils senkrechter Einfall; PPR IR:  $\lambda = 1053$  nm,  $\tau = 680$  fs, Einfallswinkel  $35^\circ$ , p-Polarisation.

von etwa 1 : 1,2 (Bild 5.7). Zur Berechnung der Schwellfluenz der PPR-Messreihen wurde daher als Durchmesser  $D$  der Mittelwert der beiden Achsen verwendet.

Die verschiedenen Versuchsanordnungen mit verschiedenen Wellenlängen und Polarisationen beeinflussen den Reflektionsgrad der eingestrahnten Strahlung. Für PPE IR ergibt sich nach den Fresnelschen Formeln (2.11) und (2.10) mit Daten für Al [22]  $R = 94,9\%$ , für PPE grün  $R = 91,7\%$  und für PPR IR  $R = 93,7\%$ . Da es sich bei den angegebenen Schwellfluenzen  $F_{thr}$  um eingestrahlte Fluenzen handelt, ergeben sich abweichende Schwellfluenzen für jede Versuchsanordnung (Bild 5.2). Die Schwellfluenz von Aluminium für infrarote Laserstrahlung am PPE ist mit  $F_{thr} = 0,87$  J/cm<sup>2</sup> höher als die für grüne Strahlung ( $F_{thr} = 0,75$  J/cm<sup>2</sup>) und höher als die gemessene Schwellfluenz am PPR-Aufbau ( $F_{thr} = 0,60$  J/cm<sup>2</sup>). Jedoch weisen

auch die durch die oben bestimmten Reflektivitäten reflektionskorrigierten Schwellwerte  $F_{thr}$  Abweichungen auf (Bild 5.2). Sie liegen bei  $44 \text{ mJ/cm}^2$  (PPE IR),  $62 \text{ mJ/cm}^2$  (PPE grün) und  $38 \text{ mJ/cm}^2$  (PPR IR). Ein Grund hierfür wird darin vermutet, dass sich die angegebenen Reflektivitäten auf eine schwache kontinuierliche Belichtung beziehen, während bei intensiver gepulster Bestrahlung abweichende Reflektivitäten auftreten können. Die Schwellfluenz von Kupfer für infrarote Laserstrahlung am PPE beträgt  $F_{thr} = 2,2 \text{ J/cm}^2$ .

Für alle drei Versuchsanordnungen konnten durch jeweils angepasste Strahlauflösungen und Fokussierlinsen einheitliche effektive Strahlradien von  $w_0 = 23,5 \pm 0,6 \mu\text{m}$  erzielt werden.

## 5.2 Darstellung des Abtragsverhaltens mittels abbildender Pump-Probe-Reflektometrie

Im folgenden Abschnitt werden PPR-Messungen vorgestellt, welche den gesamten zeitlichen Ablationsverlauf von laserbestrahltem Aluminium für drei Bestrahlungsfluenzen unter- und oberhalb der Ablationsschwellfluenz  $F_{thr}$  abbilden. Bild 5.3 zeigt dazu die frühen Zeiten von 0 ps bis 50 ps – also den Zeitbereich kurz nach dem Pulsauftreffen, in dem noch keine Materialbewegung gemessen werden kann. Bild 5.5 zeigt das mittlere Zeitintervall zwischen 100 ps und 1 ns in dem die Aufwölbung des Materials stattfindet und Bild 5.7 die späten Zeiten von 5 ns bis 10  $\mu\text{s}$ , also die Zeit des Materialabtrags bis zum finalen Zustand. Die aus diesen Bildern ermittelten relativen Reflektivitätsänderungen  $\Delta R/R$  im Spotzentrum ( $5 \times 5 \text{ Pixel} \cong 2,6 \mu\text{m}^2$ ) sind in Bild 5.4 aufgetragen.

**0 ps bis 50 ps:** Zum Zeitpunkt 0 ps liegen die zeitlichen Maxima von Pump- und Probe-Puls übereinander. Für alle drei Fluenzen ist zu diesem Zeitpunkt ein kontinuierlicher Abfall der relativen Reflektivität messbar (Bild 5.3). Für die niedrigste Fluenz von  $0,75 F_{thr}$  ist dieser am wenigsten stark ausgeprägt. Hier ist nach 10 ps  $\Delta R/R$  im Spotzentrum auf etwa  $-0,07$  abgefallen (Bild 5.4). Der Abfall für die höchste Fluenz von  $2,5 F_{thr}$  beträgt zu diesem Zeitpunkt  $\Delta R/R = -0,3$ . Der Abfall in den ersten 10 ps kann mittels einer fallenden exponentiellen Funktion angepasst werden (Fit (1) in Bild 5.4). Es ergeben sich Abfallzeiten, bei denen  $\Delta R/R$  auf das  $e^{-1}$ -fache abgefallen ist, von  $\tau_A = 1,8 \text{ ps}$  ( $0,75 F_{thr}$ ),  $\tau_A = 3,8 \text{ ps}$  ( $1,3 F_{thr}$ ) und  $\tau_A = 8,2 \text{ ps}$  ( $2,5 F_{thr}$ ). Der zeitliche Versatz der Anpassungsfunktion liegt bei  $t_0 = -400 \text{ fs}$  ( $0,75 F_{thr}$ ),  $t_0 = -530 \text{ fs}$  ( $1,3 F_{thr}$ ) und  $t_0 = -1,2 \text{ ps}$  ( $2,5 F_{thr}$ ). Dies bedeutet, dass die

5 Zeitaufgelöste Messung optischer und mechanischer Eigenschaften von laserbestrahltem Aluminium

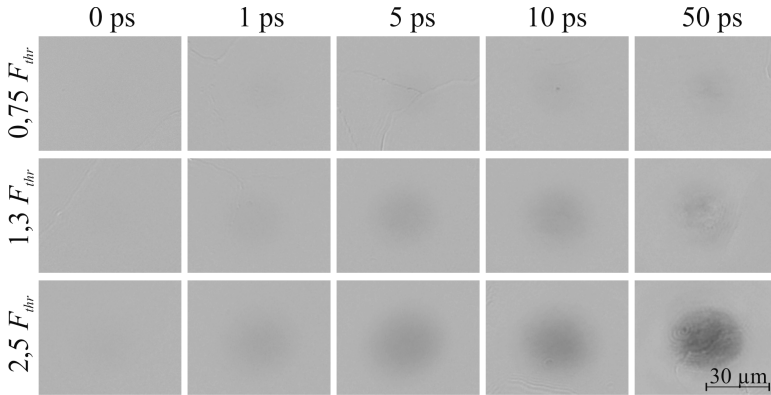


Bild 5.3: PPR-Aufnahmen im Zeitintervall  $\Delta t = 0$  ps bis 50 ps von Aluminium bearbeitet mit einem ultrakurzen Laserpuls ( $\tau = 680$  fs,  $\lambda = 1056$  nm) bei verschiedenen Fluenzen um die Ablationsschwelle  $F_{thr} = 0,60$  J/cm<sup>2</sup>.

Signaländerung bereits mit der steigenden Flanke des auftreffenden Laserpulses stattfindet und bei höheren Fluenzen früher einsetzt.

Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, wird die Energie des Laserpulses von freien Elektronen absorbiert, welche die Energie anschließend an das Gitter übertragen [35]. Die Übergangszeit hängt von der Thermalisierungszeit ab, welche für Aluminium  $\tau_{e-ph} = 2 - 7$  ps beträgt [43, 69]. In Folge des Energieübertrags fängt das Gitter an sich aufzuheizen und auszudehnen

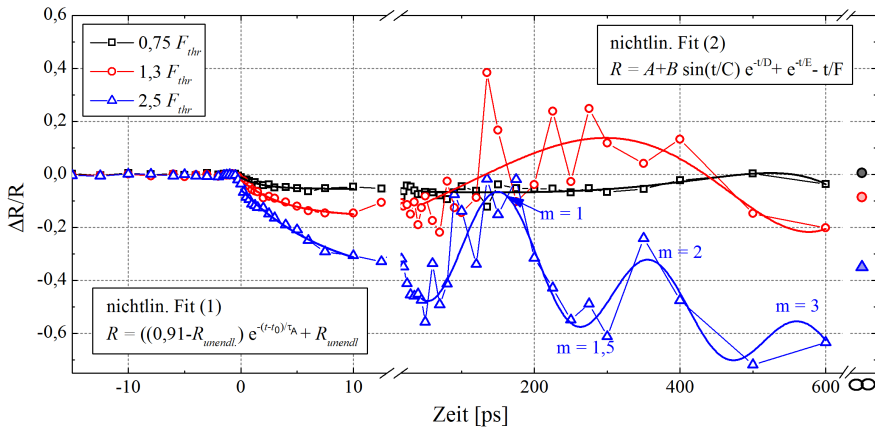


Bild 5.4: Relative Reflektivitätsänderung  $\Delta R/R$  von laserbestrahltem Al (Pump:  $\lambda_{IR} = 1053$  nm,  $\tau_{IR} = 680$  fs; Probe:  $\lambda_{grün} = 527$  nm,  $\tau_{grün} = 540$  fs;  $F_{thr} = 0,60$  J/cm<sup>2</sup>).

[108]. Die gemessene Reflektivitätsabnahme kann daher folgende Ursachen haben: Zum einen kann die Abnahme durch die elektronische Anregung verursacht werden. Zum anderen kann sie durch das Aufheizen des Gitters und dadurch stattfindende Phasenübergänge bedingt sein [67]. Ein weiterer Grund könnte eine bereits auf ultrakurzer Zeitskala stattfindende mechanische Bewegung und eine damit verbundene Dichteänderung des bestrahlten Materials sein [108]. Die alleinigen PPR-Untersuchungen erlauben zunächst keine Unterscheidung dieser verschiedenen Einflussfaktoren. Die Vorgänge, welche die Reflektivitätsabnahme in den ersten Pikosekunden verursachen, werden daher in den Abschnitten 5.3 und 5.4 mittels PPE-Messungen und einer hydrodynamischen Simulation weiter analysiert.

**100 ps bis 1 ns:** Zu längeren Zeiten von einigen 100 ps, kehrt die Reflektivität bei der 0,75-fachen Schwellfluenz auf ihren Ursprungswert zurück (Bilder 5.5 und 5.4). Hier findet keine Ablation statt und es kann angenommen werden, dass die elektronischen und thermischen Vorgänge, wie das Aufschmelzen des Materials, zu keiner irreversiblen Materialmodifikation führen – die Elektronen sind auf dieser Zeitskala wieder relaxiert und das Metall auf Raumtemperatur abgekühlt.

Bei den beiden Fluenzen  $> F_{thr}$  lassen sich hingegen irreversible Materialmodifikationen beobachten. Ab einer Verzögerungszeit von etwa 100 ps nimmt die Reflektivität wieder zu und erreicht Werte nahe des Ursprungswertes von  $\Delta R/R = 0$  (Bild 5.4). In Bild 5.5 kann ab diesem Zeitpunkt die Ausbildung von Ringsystemen beobachtet werden. Für die höhere Fluenz von  $2,5 F_{thr}$  ist dieser Effekt aufgrund des größeren Spotdurchmessers

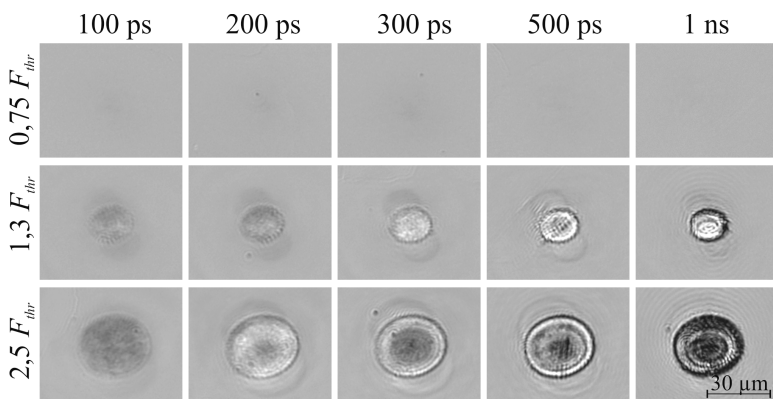


Bild 5.5: PPR-Aufnahmen im Zeitintervall  $\Delta t = 100$  ps bis 1 ns von Aluminium bearbeitet mit einem ultrakurzen Laserpuls ( $\tau = 680$  fs,  $\lambda = 1056$  nm) bei verschiedenen Fluenzen um die Ablationsschwelle  $F_{thr} = 0,60$  J/cm<sup>2</sup>.

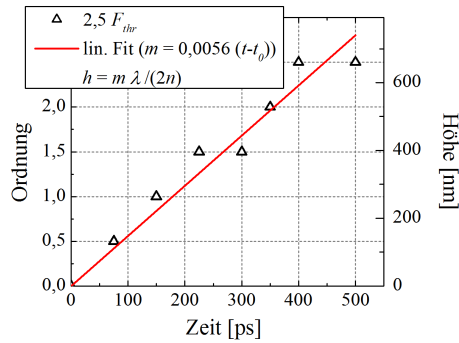


Bild 5.6: Aus Bild 5.5 und Bild 5.4 ermittelte Ordnung  $m$  der Interferenzringe und daraus berechnete Aufwölbhöhe  $h$ .

deutlicher ausgeprägt. In Bild 5.4 spiegeln sich diese Ringsysteme als oszillierendes Reflektivitätssignal wieder, welches durch eine exponentiell abgeschwächte Sinusfunktion beschrieben werden kann (Fit (2) in Bild 5.4). Bei den Ringsystemen handelt es sich um Newtonringe [137], welche durch Interferenz von reflektierter Strahlung an einer sich ablösenden gewölbten Spallationsfront und der darunter liegenden Substratoberfläche entstehen (Abschnitt 2.1.2) [10]. Anhand der Ordnung  $m$  der Interferenzringe (Bild 5.4) kann die Aufwölbhöhe der Spallationsschicht als  $h = m \lambda / (2n)$  abgeschätzt werden (Bild 5.6). Die Variable  $n$  ist dabei der Brechungsindex des Mediums zwischen Substrat und Spallationsfilm, welcher in erster Näherung als 1 angenommen wird, da im Zwischenraum zwischen Substrat und Spallationschicht Vakuum vermutet wird [72]. Es ergibt sich eine Aufwölbgeschwindigkeit von  $v = h / \Delta t = 750 \text{ nm} / 500 \text{ ps} = 1500 \text{ m/s}$ , was sich gut mit den in [72] simulierten Geschwindigkeiten zwischen 1250 und 1750 m/s deckt. Ab einer Nanosekunde wird die Dichte der Newtonringe zu groß, um einzelne Ringe auflösen zu können. Die lineare Anpassungsfunktion in Bild 5.6, weist eine zeitliche Standardabweichung in der Bestimmung des Zeitpunktes bei dem  $m = 0$  und daher  $h = 0 \text{ nm}$  ist von  $\Delta t = 27 \text{ ps}$  auf. Dies deutet darauf hin, dass der Spallationsprozess innerhalb von 27 ps nach dem Pulsauftreffen startet.

**5 ns bis 10  $\mu\text{s}$ :** Bei einer Verzögerungszeit von 20 ns entstehen in Bild 5.7 dunkle Punkte am Rand des Spots. Diese breiten sich bis zu einer Verzögerungszeit von 1  $\mu\text{s}$  in radialer Richtung ( $\approx 30 \mu\text{m}$ ) aus. Die Bildung von Beugungsmustern um die Punkte herum bei  $\Delta t = 1 \mu\text{s}$  in Bild 5.7) deutet darauf hin, dass diese den Fokus des Objektivs verlassen und dass sie sich somit auch in vertikaler Richtung bewegen. Die Punkte stellen aus dem Aluminium herausgelöste Partikel dar, welche durch das Zerbersten

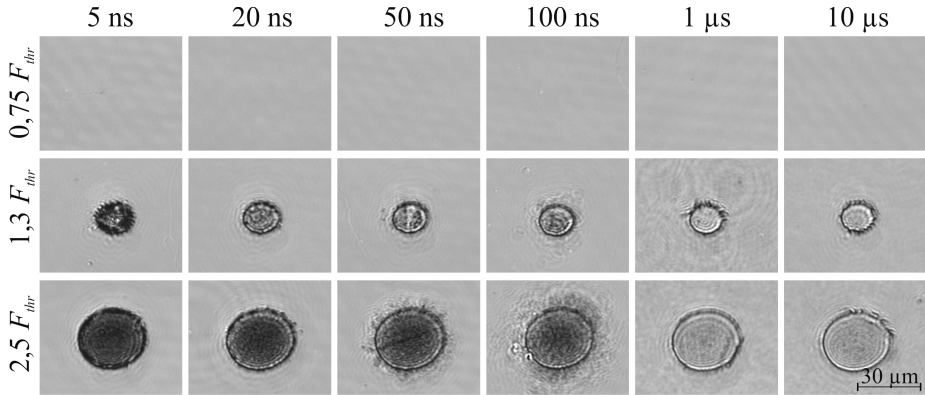


Bild 5.7: PPR-Aufnahmen im Zeitintervall  $\Delta t = 5$  ns bis 10  $\mu$ s von Aluminium bearbeitet mit einem ultrakurzen Laserpuls ( $\tau = 680$  fs,  $\lambda = 1056$  nm) bei verschiedenen Fluenzen um die Ablationsschwelle  $F_{thr} = 0,60$  J/cm<sup>2</sup>.

des Spallationsfilmes entstehen. Es findet somit der eigentliche Abtrag des bestrahlten Materials statt. Nach 10  $\mu$ s haben die Partikel den beobachtbaren Bereich verlassen und der finale Ablationszustand ist erreicht.

Die Methode der PPR eignet sich also, um mechanische Prozesse während des Materialabtrags zu vermessen und zu identifizieren. Newtonringe, welche sich auf einer Zeitskala von 100 ps ausbilden, können dem Aufwölben einer Spallationsschicht mit einem Startzeitpunkt nahe des Zeitnullpunktes ( $\Delta t < 27$  ps) und einer Geschwindigkeit von 1500 m/s zugeordnet werden. Der eigentliche Materialabtrag durch das Auslösen von Partikeln wird auf einer Nano- bis Mikrosekundenzeitskala beobachtet. Zur Erklärung ultraschneller Reflektivitätsänderungen in den ersten Pikosekunden nach dem Pulsauftreffen und zur genaueren Bestimmung des mechanischen Materialverhaltens in diesem Zeitbereich, welches potentiell mit verantwortlich für die Reflektivitätsänderungen ist, bedarf es jedoch weiterer Untersuchungen. Auf diese wird in den folgenden Abschnitten weiter eingegangen.

## 5.3 Ermittlung transienter optischer Kenngrößen mittels Pump-Probe-Ellipsometrie

### 5.3.1 Transienter komplexer Brechungsindex von laserbestrahltem Aluminium

Wie in Abschnitt 2.3 erläutert, bietet die Methode der Pump-Probe-Ellipsometrie die Möglichkeit, Absolutwerte des transienten komplexen Brechungsindex  $N = n - ik$  zu messen. Dies liefert zusätzliche zu den PPR-Messungen der zeitaufgelösten relativen Reflektivität aus dem vorangegangenen Abschnitt Informationen über beispielsweise die absolute Absorption  $A$  oder die optische Eindringtiefe  $d_{opt}$ . In Bild 5.8 sind PPE-Messwerte des komplexen Brechungsindex von laserbestrahltem Aluminium abgebildet. Analog zum vorangehenden Abschnitt sind drei Fluenzen bei 0,75-facher, 1,3-facher und 2,5-facher Schwellfluenz ausgewählt.

Um den zeitlichen Nullpunkt lässt sich ein Anstieg des Realteils  $n$  verzeichnen. Dieser startet bei den Fluenzen von  $0,75 F_{thr}$  und  $1,3 F_{thr}$  bei etwa  $t_0 \approx -300$  fs und bei der Fluenz von  $2,5 F_{thr}$  bei  $t_0 \approx -1$  ps (obere Vergrößerung in Bild 5.8). Dies deckt sich nahezu mit den in Abschnitt 5.2 ermittelten Startzeitpunkten des Anstiegs der relativen Reflektivität von  $t_0 = -400$  fs ( $0,75 F_{thr}$ ),  $t_0 = -530$  fs ( $1,3 F_{thr}$ ) und  $t_0 = -1,2$  ps ( $2,5 F_{thr}$ ). Der Anstieg ist jeweils bei höheren Fluenzen stärker ausgeprägt. Für die niedrigste Fluenz von  $0,75 F_{thr}$  steigt  $n$  innerhalb der ersten zwei Pikosekunden vom Initialwert  $n = 0,75$  auf einen bis zur Verzögerungszeit von  $\approx 20$  ps konstanten Wert von  $n = 0,9$ . Bei den höheren Fluenzen steigt  $n$  auf  $n = 1,0$  ( $1,3 F_{thr}$ ) beziehungsweise  $n = 1,2$  ( $2,5 F_{thr}$ ).

Der Imaginärteil  $k$  fällt vom Zeitpunkt  $t_0 = -1$  ps (untere Vergrößerung in Bild 5.8) kontinuierlich auf ein lokales Minimum von  $k = 4,8$  ( $0,75 F_{thr}$ ),  $k = 4,0$  ( $1,3 F_{thr}$ ) beziehungsweise  $k = 2,6$  ( $2,5 F_{thr}$ ) nach einer Verzögerungszeit von  $\Delta t \approx 7$  ps.

Dieser initiale Anstieg von  $n$  beziehungsweise Abfall von  $k$  kann durch elektronische Anregungen, durch das Aufheizen und dadurch stattfindende Phasenübergänge oder durch mechanische Verformung des Materials verursacht werden. Im Folgenden werden diese drei Einflussfaktoren diskutiert.

**Anregung von Elektronen:** Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, führt die Absorption des einfallenden Bearbeitungspulses durch freie Elektronen im Material zum einen zu deren thermischer Anregung. Zum anderen können gebundene Elektronen aus niedrigeren Bändern angehoben werden. Bei entsprechender Wahl der Abtastwellenlänge können diese Prozesse in den gemessenen optischen Kenngrößen abgebildet sein. Um zu veranschaulichen,

### 5.3 Ermittlung transienter optischer Kenngrößen mittels Pump-Probe-Ellipsometrie

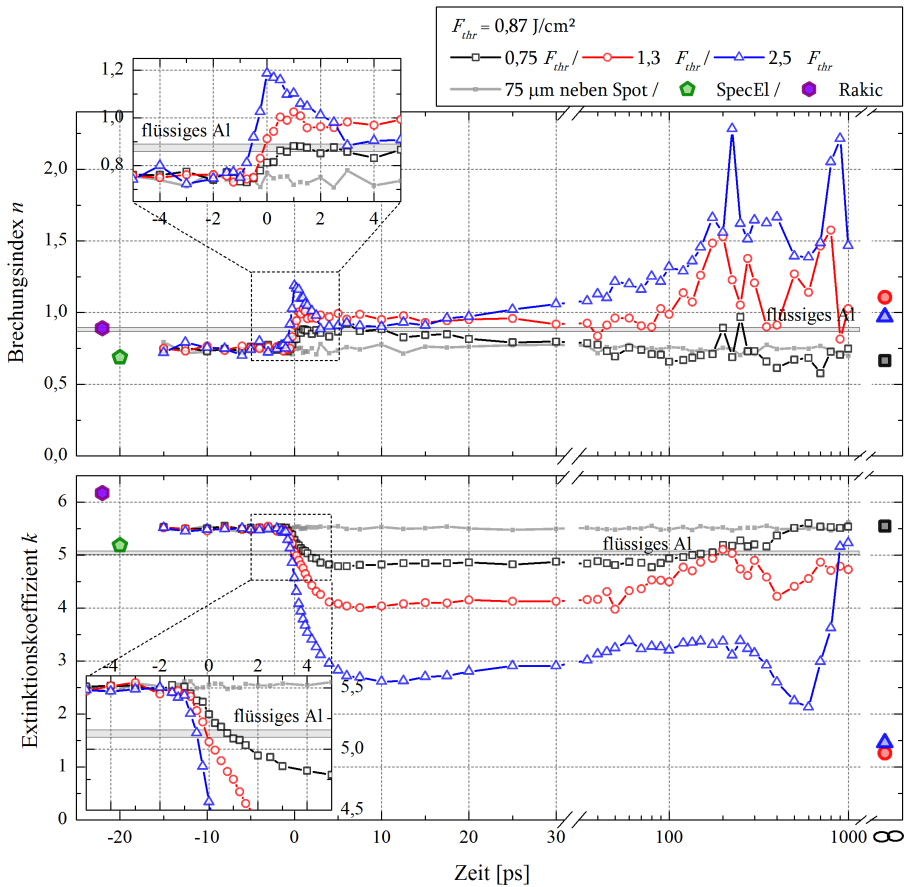


Bild 5.8:  $N = n - ik$  von laserbestrahltem Al (Pump:  $\lambda_{IR} = 1056 \text{ nm}$ ,  $\tau_{IR} = 680 \text{ fs}$ ; Probe:  $\lambda_{grün} = 528 \text{ nm}$ ,  $\tau_{grün} = 540 \text{ fs}$ ;  $F_{thr} = 0,87 \text{ J/cm}^2$ ). Referenzwerte von identischer Probe mittels kommerziellem Ellipsometer Ocean Optics “SpecEl2000” und aus Literatur von Rakić *et al.* [22]. Werte für flüssiges Al von Akashev *et al.* [170]. PPE-Werte in finalem Zustand für  $\Delta t > 1 \text{ s}$ .

wie sich elektronische Prozesse im Messsignal darstellen und um somit abschätzen zu können, ob das Messsignal von Aluminium durch diese elektronischen Prozesse geprägt ist, sind in Bild 5.9 PPE-Messreihen von laserbestrahltem Kupfer präsentiert. Kupfer weist bei  $\approx 2 \text{ eV}$  unterhalb der Fermikante eine d-Band-Kante auf, was die Beobachtung von elektronischen Umlagerungen mit einer Abtastwellenlänge von  $528 \text{ nm}$  ( $2,35 \text{ eV}$ ) ermöglicht (Abschnitt 2.1.2). Für alle drei Fluenzen unter- und oberhalb der Ablationsschwellfluenz lassen sich in den Cu-Messreihen innerhalb der

5 Zeitaufgelöste Messung optischer und mechanischer Eigenschaften von laserbestrahltem Aluminium

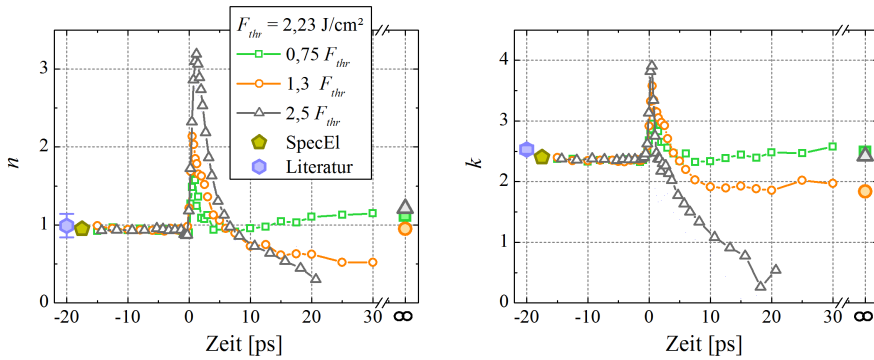


Bild 5.9: Transienter komplexer Brechungsindex  $N = n - ik$  von laserbestrahltem Cu (Pump:  $\lambda_{IR} = 1056 \text{ nm}$ ,  $\tau_{IR} = 680 \text{ fs}$ ; Probe:  $\lambda_{grün} = 528 \text{ nm}$ ,  $\tau_{grün} = 540 \text{ fs}$ ;  $F_{thr} = 2,2 \text{ J/cm}^2$ ). Referenzwerte von identischer Probe mittels kommerziellem Ellipsometer Ocean Optics “SpecEl2000” und aus der Literatur [22, 20]. PPE-Werte in finalem Zustand ( $\Delta t > 1 \text{ s}$ ) bei  $\infty$  aufgetragen.

ersten 10 ps schnell steigende und daraufhin wieder fallende  $n$ - und  $k$ -Werte beobachten. Zeitgleich zum Pulsauftreffen steigen die  $n$ -Werte zunächst vom Initialwert  $n = 1,0$  auf bis zu  $n = 3,2$  für die 2,5-fache Fluenz nach ca. 1 ps und fallen nach ca. 10 ps wieder auf den Initialwert ab. Der  $k$ -Wert steigt analog von  $k = 2,4$  auf bis zu  $k = 4,0$ , wobei der folgende Abfall bei der höchsten Fluenz auf einen Wert von  $k = 1,0$  nach 10 ps für die 2,5-fache Fluenz erfolgt. Wie in Abschnitt 2.1.2 und durch Winter *et al.* in [38] erklärt, wird der schnelle Anstieg der optischen Kenngrößen durch die optische Anregung von freien Elektronen sowie die thermische Anregung von gebundenen d-Band-Elektronen über die Fermikante verursacht und der Abfall durch deren Relaxation.

Die Messdaten des laserbestrahlten Aluminiums in Bild 5.8 zeigen ein solches Verhalten jedoch nicht. Es kann kein Anstieg und Abfall des Real- oder Imaginärteils des komplexen Brechungsindex gemessen werden, welcher mit der Zeitskala der Anregung und Relaxation von Elektronen übereinstimmt. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die Messwerte nicht von elektronischen Umlagerungen dominiert sind.

**Aufheizen und Phasenübergänge:** Um zu überprüfen, ob die Änderung von  $N$  in den ersten Pikosekunden durch das Aufheizen und Aufschmelzen des Materials verursacht werden kann, werden zunächst die Messwerte bei der Fluenz von  $0,75 F_{thr}$  analysiert. Bei dieser Fluenz knapp unterhalb der Ablationsschwellfluenz findet keine Verdampfung statt [72] und es

wird angenommen, dass das Al lediglich angeschmolzen wird. Wie im vorhergehenden Abschnitt erwähnt, findet der Anstieg von  $n$  auf  $n = 0,9$  nach  $\Delta t \approx 1$  ps beziehungsweise der Abfall von  $k$  auf  $k = 4,8$  nach  $\Delta t \approx 5$  ps statt. Diese Werte entsprechen nahezu den Werten für flüssiges Aluminium von  $n_l = 0,88$  und  $k_l = 5,08$  [170]. Dies bedeutet, dass die Änderungen von  $N$  bei der Fluenz von  $0,75 F_{thr}$  mit dem Schmelzprozess korreliert. Der Zeitpunkt des Schmelzübergangs kann als der Zeitpunkt angenommen werden, zu dem  $n_l$  und  $k_l$  erreicht werden, was nach ca. 1 ps der Fall ist (Bild 5.8). Diese Zeit ist kürzer als die von Kandyla *et al.* in [67] veröffentlichte Zeit von 2 ps. Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, arbeiteten Kandyla *et al.* jedoch bei der 4-fachen Schmelz-Schwellfluenz und definierten den Schmelzzeitpunkt zu der Zeit, wenn das Material nach der Bestrahlung einen temporären Gleichgewichtszustand erreicht hatte. Der eigentliche Schmelzvorgang sollte jedoch vor diesem Zeitpunkt stattgefunden haben, was den im Vergleich zu den hier durchgeführten Experimenten späteren Schmelzzeitpunkt erklären kann.

Bei den Fluenzen oberhalb der Ablationsschwelle steigen die  $n$ -Werte weiter an, beziehungsweise fallen die  $k$ -Werte weiter ab (bei  $1,3 F_{thr}$  nach 10 ps  $n = 1,0$  und  $k = 4,0$ ). Hier überschreitet die Temperatur im Aluminium die Schmelztemperatur (933 K) bis an oder über den Siedepunkt (2743 K).

Die Änderungen in  $n$  und  $k$  können demnach durch den Aufheiz- und Schmelzvorgang des Gitters verursacht werden.

**Mechanische Verformung:** Es bleibt weiterhin zu überprüfen, ob sich eine ultraschnelle mechanische Verformung des Materials in den ersten Pikosekunden nach dem Pulsauftreffen auf das Messergebnis auswirkt. Dazu werden in den folgenden zwei Abschnitten die transiente optische Eindringtiefe des Aluminiums untersucht sowie Hydrodynamiksimulationen vorgestellt, welche die mechanische Bewegung abbilden.

### 5.3.2 Zeitlich aufgelöster Verlauf der optischen Eindringtiefe und der Absorption

Die optische Eindringtiefe  $d_{opt}$  kann nach Gleichung (2.5) aus dem Imaginärteil  $k$  des komplexen Brechungsindex berechnet werden. Ebenso kann aus dem transienten komplexen Brechungsindex  $N$  die Absorption  $A$  des bestrahlten Materials als  $A = 1 - R - T - S$  ermittelt werden. Dabei berechnet sich die Reflektion  $R$  nach Gleichung (2.12), die Transmission  $T$  ist bei metallischen Vollmaterialien der Dicke  $d \gg d_{opt}$  für Strahlung im sichtbaren Wellenlängenbereich  $T = 0$  und die Streuung wird an polierten Oberflächen vernachlässigt ( $S = 0$ ). Dass auch im Verlauf des Abtragsprozesses auf der

## 5 Zeitaufgelöste Messung optischer und mechanischer Eigenschaften von laserbestrahltem Aluminium

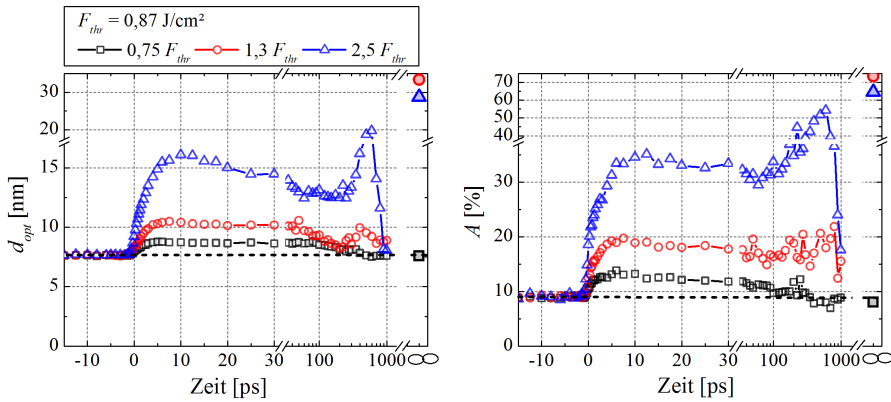


Bild 5.10: Transiente optische Eindringtiefe  $d_{opt}$  und Absorption  $A$  von laserbestrahltem Al (Pump:  $\lambda_{IR} = 1056 \text{ nm}$ ,  $\tau_{IR} = 680 \text{ fs}$ ; Probe:  $\lambda_{grün} = 528 \text{ nm}$ ,  $\tau_{grün} = 540 \text{ fs}$ ;  $F_{thr} = 0,87 \text{ J/cm}^2$ ).

untersuchten ultrakurzen Zeitskala keine messbare Streuung auftritt, wurde verifiziert, indem PPE-Messreihen mit komplett geöffneter Objektivapertur ( $NA = 0,42$ ) und bis auf  $NA \approx 0,15$  geschlossener Apertur durchgeführt wurden, welche keine signifikanten Abweichungen aufwiesen.

Die optische Eindringtiefe  $d_{opt}$  ist für die in den vorangegangenen Abschnitten analysierten Fluenzen unter- und oberhalb der Ablationsschwellfluenz im linken Teil von Bild 5.10 dargestellt. Die transiente Absorption ist im rechten Teil von Bild 5.10 dargestellt.

Nach dem Zeitnullpunkt ergibt sich für alle Fluenzen ein ansteigendes  $d_{opt}$ . Nach 10 ps ist dieses für die 0,75-fache Schwellfluenz von  $d_{opt} = 7,5 \text{ nm}$  auf  $\approx 8,5 \text{ nm}$  angestiegen, für die 2,5-fache Schwellfluenz auf  $d_{opt} = 17 \text{ nm}$ . Mit der zunehmenden optischen Eindringtiefe geht auch eine Zunahme der Absorption  $A$  des bestrahlten Al einher (Bild 5.10 rechts). Die Absorption steigt im gleichen Zeitintervall von 10 ps vom Ursprungswert  $A = 9\%$  auf  $A = 14\%$  ( $0,75 F_{thr}$ ) beziehungsweise auf  $A = 35\%$  ( $2,5 F_{thr}$ ) an.

Die sich in den ersten Pikosekunden nach dem Pulsauftreffen erhöhende Absorption bedeutet, dass sich die Reflektion  $R$  an der Grenzfläche vermindert hat ( $A = 1 - R$ ). Dies kann durch einen geringeren Brechungsindexunterschied vpm bestrahlten Al zur umgebenden Luft erklärt werden (Abschnitt 2.1.1.) Dieser kann durch eine Verdünnung des bestrahlten Materials bedingt sein. Die gemessene erhöhte optische Eindringtiefe  $d_{opt}$  bedeutet zudem, dass die absorbierte Strahlung weiter ins Material eindringen kann, was ein weiteres Indiz für eine Verdünnung des bestrahlten Al darstellt. Die gemessenen ellipsometrischen Kenngrößen geben demnach Hinweise

auf eine ultraschnelle Expansion des bestrahlten Materials, welche mit dem Pulsauftreffen des Bearbeitungspulses startet (siehe  $t_0$  aus Abschnitt 5.3.1) und zu einer Verdünnung des Materials in den folgenden Pikosekunden führt. Diese Interpretation deckt sich mit Erkenntnissen zu laserbestrahltem Kupfer, nach welchen mittels einer FEM-Simulation ebenfalls auf eine ultraschnelle mit dem Pulsauftreffen startende Verdünnung geschlossen werden konnte [38].

Nach etwa 400 ps fallen  $d_{opt}$  und  $A$  bei der 0,75-fachen Schwellfluenz wieder auf den Ursprungswert zurück, welchen sie auch im finalen Zustand aufweisen (Bild 5.10). Bereits die PPR-Messungen in Abschnitt 5.2 lassen erkennen, dass sich das Material bei der Fluenz unterhalb der Schwellfluenz nach 400 ps wieder seine Initialwerte erreicht. Sowohl die PPR-Bilder als auch die PPE-Daten zeigen also bei der 0,75-fachen Schwellfluenz keine finalen Materialmodifikationen. Ein bleibendes Aufwölben (“swelling”) wie es von Savolainen *et al.* beobachtet wurde [171], kann mit den hier angewandten optischen Messmethoden nicht beobachtet werden. Die auf die Initialwerte zurückkehrenden optischen Kenngrößen lassen hingegen darauf schließen, dass das abgekühlte Al wieder die Dichte des unbestrahlten Al aufweist.

Bei den beiden Fluenzen oberhalb  $F_{thr}$  zeigen die  $d_{opt}$ - und die  $A$ -Werte ein oszillierendes Verhalten, was durch Interferenzeffekte im ellipsometrischen Messsignal an sich bildenden Spallationsschichten verursacht werden kann. Das mechanische Materialverhalten, also dessen Expansion und die damit einhergehende Verdünnung, kann detaillierter mittels hydrodynamischer Simulationen studiert werden. Entsprechende Simulationen werden im folgenden Abschnitt präsentiert.

## 5.4 Simulation des Abtragsprozesses mittels experimentell validiertem Hydrodynamik-Modell

Im Folgenden werden Ergebnisse der in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen hydrodynamischen Simulation vorgestellt. Sie erlaubt die Bewegung des bestrahlten Al im Detail zu studieren und Parameter, wie die Elektron- und die Gittertemperatur, welche nicht direkt messbar sind, nach den in Abschnitt 2.2.3 erläuterten Modellen zu berechnen.

Die simulierten Daten wurden dabei mit den experimentellen PPE-Daten abgeglichen, um das hydrodynamische Modell zu validieren. Dabei wurde darauf geachtet, dass sowohl die Initialwerte ( $n, k$  für  $\Delta t < 0$  ps), als auch die Amplituden ( $n, k$  für  $\Delta t = 2$  ps und  $\Delta t = 20$  ps) und auch die Abfall- und Anstiegszeiten übereinstimmen. Beide Datensätze sind zusammen in

5 Zeitaufgelöste Messung optischer und mechanischer Eigenschaften von laserbestrahltem Aluminium

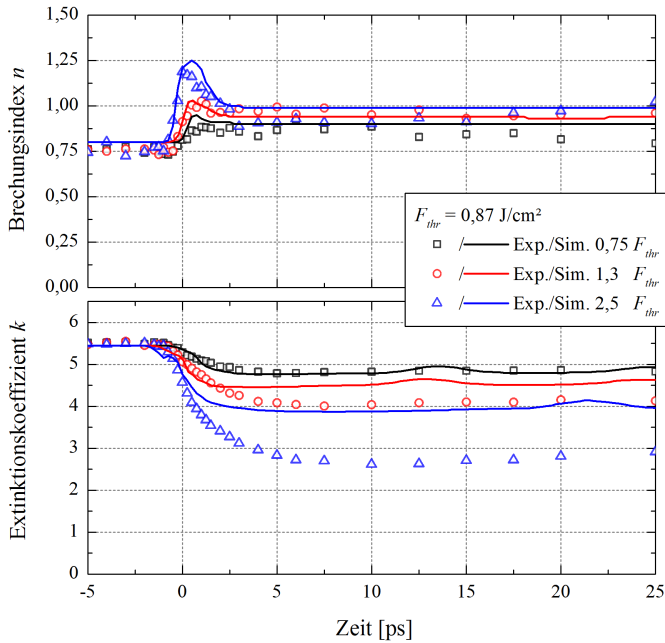


Bild 5.11: Abgleich von experimentell gemessenen und aus hydrodynamischer Simulation errechneten Werten des komplexen Brechungsindex  $N = n - ik$  von laserbestrahltem Al (Pump:  $\lambda_{IR} = 1056 \text{ nm}$ ,  $\tau_{IR} = 680 \text{ fs}$ ; Probe:  $\lambda_{grün} = 528 \text{ nm}$ ,  $\tau_{grün} = 540 \text{ fs}$ ;  $F_{thr} = 0,87 \text{ J/cm}^2$ ).

Bild 5.11 aufgetragen. Die dargestellten simulierten Werte beziehen sich dabei auf Mittelwerte der optischen Kenngröße über eine Materialtiefe von der noch festen oder flüssigen Oberfläche bis zu der Tiefe, in der die eingestrahelte Intensität bei jedem entsprechenden Zeitpunkt auf das  $e^{-1}$ -fache abgefallen ist. Für den Realteil  $n$  bildet die Simulation die experimentellen Daten für alle drei untersuchten Fluenzen mit hoher Genauigkeit nach. Sowohl der Startwert ( $n = 0,75$ ) als auch die Anstiegszeiten zwischen 1 ps ( $2,5 F_{thr}$ ) und 2 ps ( $0,75 F_{thr}$ ) und auch die Höhe des Anstiegs auf ein nach  $\Delta t = 3 \text{ ps}$  temporär konstantes Niveau von zum Beispiel  $n = 1$  bei der 1,3-fachen Schwellfluenz stimmen überein. Auch die kurzzeitige Überhöhung von  $n$  bei der 2,5-fachen Schwellfluenz um den Nullzeitpunkt auf einen Wert von  $n = 1,25$ , welcher durch einen Anstieg der Elektron-Phonon-Stoßfrequenz verursacht wird [172], wird von der Simulation wiedergegeben. Für den Imaginärteil  $k$  stimmen ebenfalls der Startwert ( $k = 5,5$ ) sowie für  $0,75 F_{thr}$  die Abfallzeit (5 ps) und das Niveau des Abfalls ( $k = 4,8$ ) überein. Bei den beiden höheren Fluenzen lassen sich hingegen signifikante

Abweichungen in den Abfallzeiten und Abfallamplituden feststellen. Im Vergleich zur Simulation fallen die PPE-Daten über einen längeren Zeitraum (für  $2,5 F_{thr}$ : Experiment 10 ps, Simulation 2 ps) und auf niedrigere Werte ab (für  $2,5 F_{thr}$  und 10 ps: Experiment  $k = 2,6$ , Simulation  $k = 3,9$ ). Ein Grund hierfür wird darin vermutet, dass in den simulierten Werten von  $N$  die Gasphase über der Materialoberfläche aktuell nicht mit einbezogen wird. Eine Berücksichtigung würde zu einer weiter verringerten Absorption und somit zu einem niedrigeren Imaginärteil  $k$  bei längeren Verzögerungszeiten führen.

Die erzielte Übereinstimmung zwischen simulierten und experimentell gemessenen Werten von  $n$  im gesamten Fluenzbereich und  $k$  bei niedrigen Fluenzen zeigt, dass das verwendete hydrodynamische Modell auf realistischen Annahmen beruht und die physikalischen Prozesse bei der Lasermaterialbearbeitung hinreichend genau wiedergibt.

Aus der Simulation ergeben sich mit dem Pulsauftreffen steigende Elektronentemperaturen  $T_e$ . Diese erreichen nach 1 ps maximale Werte von  $T_e = 10\text{ kK}$  für  $0,75 F_{thr}$ ,  $T_e = 15\text{ kK}$  für  $1,3 F_{thr}$  und  $T_e = 30\text{ kK}$  für  $2,5 F_{thr}$  (Bild 5.12, durchgezogene Linien). Bei  $\Delta t > 1$  ps fallen die Elektronentemperaturen ab, da die Elektronen ihre Energie ans Gitter übertragen (Abschnitt 2.1.2). Die Gittertemperaturen  $T_l$  (Bild 5.12, gestrichelte Linien) steigen und erreichen die Schmelztemperatur von  $T_M = 933\text{ K}$  noch während der Pulseinkopplung bei  $\Delta t < 1$  ps. Dies deutet auf einen ultraschnellen Schmelzvorgang hin, wie

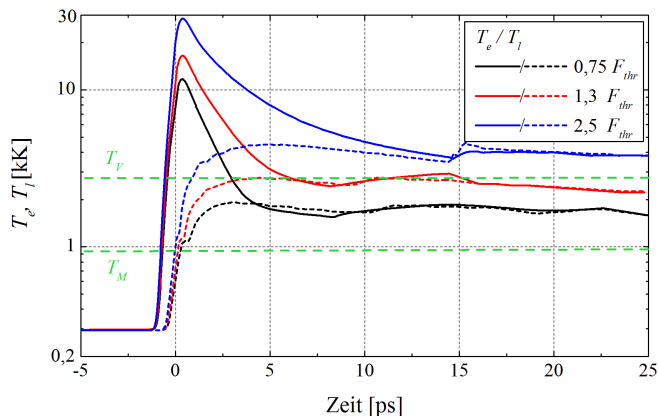


Bild 5.12: Elektron- und Gittertemperatur ( $T_e$  und  $T_l$ ) von laserbestrahltem Al in einer Tiefe von 1 nm unter der ursprünglichen Materialoberfläche (Pump:  $\lambda_{IR} = 1056\text{ nm}$ ,  $\tau_{IR} = 680\text{ fs}$ ;  $F_{thr} = 0,87\text{ J/cm}^2$ ).

er von Guo *et al.* [66] auf einer 500 fs-Zeitskala beobachtet wurde. Guo *et al.* schlussfolgerten daraufhin, dass es sich aufgrund der kurzen Zeit, welche kürzer als die Elektron-Phonon-Kopplungszeit sei, um einen nicht-thermischen Schmelzvorgang handeln müsse. Die Simulationen in Bild 5.12 zeigen jedoch, dass sich das Gitter bereits innerhalb der beobachteten 500 fs auf die Schmelztemperatur aufheizt. Demnach kann es sich auch bei dem ultraschnellen Schmelzvorgang um thermisches Schmelzen handeln.

Bei der mittleren Fluenz von  $1,3 F_{thr}$  erreicht das Gitter nach etwa 4 ps die Verdampfungstemperatur von  $T_V = 2743$  K, überschreitet diese jedoch nicht und verbleibt in den folgenden Pikosekunden auf einem Niveau knapp unterhalb  $T_V$ . Die verwendete Pulsenergie genügt offenbar, das Material auf die Verdampfungstemperatur aufzuheizen, liefert aber nicht die Verdampfungsenthalpie, welche zum Überschreiten der Verdampfungstemperatur notwendig ist. Bei der 2,5-fachen Schwellfluenz wird  $T_V$  nach  $\approx 1$  ps überschritten und eine maximale Gittertemperatur von 4500 K nach 5 ps erreicht. Die Thermalisierungszeit  $\tau_{e-ph}$  – also die Zeit bis Elektron- und Gittertemperatur im Gleichgewicht sind – beträgt für die niedrigste Fluenz 4 ps. Dies entspricht nahezu dem Wert von  $\tau_{e-ph} = 2 - 3$  ps, welcher von Anisimov *et al.* in [43] publiziert wurde. Mit größer werdender Fluenz nimmt  $\tau_{e-ph}$  auf 6 ps ( $1,3 F_{thr}$ ) beziehungsweise 15 ps ( $2,5 F_{thr}$ ) zu.

Die Materialverformung nach dem Auftreffen des Bearbeitungspulses ist in Bild 5.13 anhand der sich aus der Simulation ergebenden transienten Dichte des Aluminiums veranschaulicht. Die Dichte ist dabei als Falschfarbe über der Tiefe  $z$  und der Verzögerungszeit  $\Delta t$  aufgetragen. Die Oberfläche der Al-Probe befindet sich bei  $z = 0$ . Das Intensitätsmaximum des Laserpulses ist bei  $\Delta t = 0$  ps zentriert. Der initialen Dichte von  $2,7 \text{ g/cm}^3$  ist die Farbe rot zugeordnet (siehe Farbskala in Bild 5.13). Die Fluenzen sind erneut bei  $0,75 F_{thr}$ ,  $1,3 F_{thr}$  und  $2,5 F_{thr}$  gewählt.

Aus Bild 5.13 geht hervor, dass die Absorption des Laserpulses und das damit verbundene Aufheizen des Elektronen- und des Gittersystems (Abschnitt 2.1.2 und Bild 5.12) beziehungsweise der sich dadurch aufbauende Druck zu einer ultraschnellen Expansion des bestrahlten Volumens führt. Die Verdünnung und Expansion des Al startet bei allen Fluenzen ohne erkennbaren zeitlichen Versatz ( $\Delta t \ll 1$  ps, Bild 5.13 unten rechts) mit dem Auftreffen des Bearbeitungspulses. Bei der 2,5-fachen Schwellfluenz kann zudem die Bildung der Gasphase beobachtet werden (blauer Bereich in den unteren beiden Bildern in Bild 5.13). Zudem breitet sich bei allen Fluenzen vom zeitlichen Nullpunkt an eine Front aus verdichtetem Material mit einer Geschwindigkeit von  $\approx 6500$  m/s – welche im Modell als Schallgeschwindigkeit

für Longitudinalwellen in Al [70] implementiert ist – ins Materialinnere aus. Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, verlässt die Schallwelle somit das bestrahlte Volumen nach einer Zeit von 14 ps. Der 680 fs lange Laserpuls generiert somit einen Zustand des Druckeinschlusses – die Energie wird schneller ins Material eingebracht als sie sich in Form einer Druckwelle aus dem bestrahlten Volumen entfernen kann. Der generierte Druck in der Verdichtungsfront und die damit einhergehende Verdünnung des darüber liegenden Materials führen zu Spannungen im Aluminium, was als Ursache für das Auseinanderreißen des darüber liegenden geschmolzenen Materials gesehen wird [58]. Es bilden sich Spallationsschichten, welche sich ab einem Zeitpunkt von etwa 40 ps ( $0,75 F_{thr}$ ) bis 80 ps ( $2,5 F_{thr}$ ) vom Substrat ablösen. Es fällt auf, dass auch bei der  $0,75$ -fachen Ablationsschwelldfluenz (Bild oben links in Bild 5.13) ein verdünnter Spallationsfilm vom Substrat abgelöst wird und nach 100 ps etwa 20 nm Materialabtrag verursacht. Bei dieser Fluenz unterhalb der Ablationsschwelldfluenz wurde experimentell jedoch kein Abtrag beobachtet. Dies kann zum einen daran liegen, dass die Tiefe des Abtrags im Bereich der Oberflächenrauigkeit des

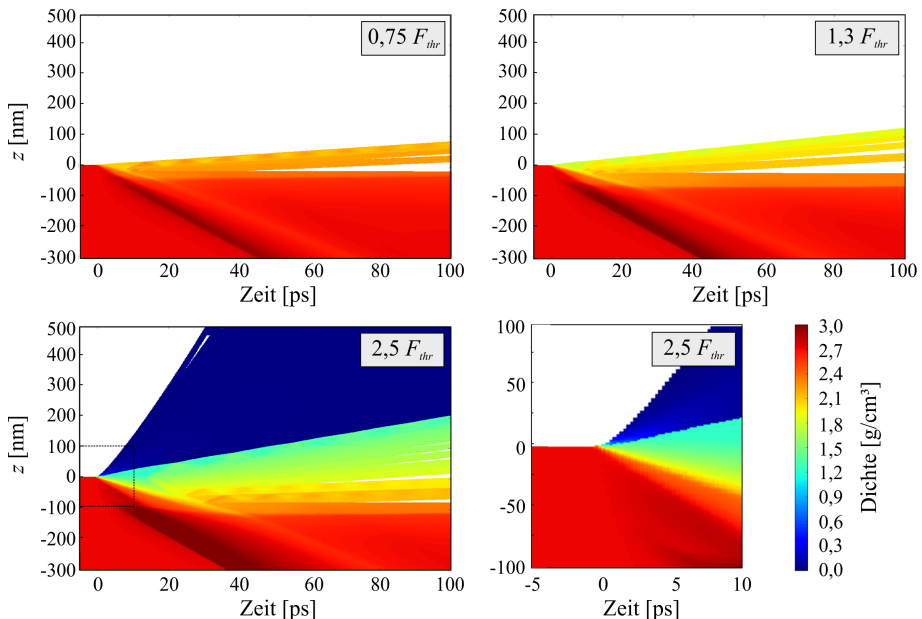


Bild 5.13: Transiente Dichte von laserbestrahltem Al (Pump:  $\lambda_{IR} = 1056 \text{ nm}$ ,  $\tau_{IR} = 680 \text{ fs}$ ) für Fluenzen  $F_0$  unter- und oberhalb von  $F_{thr} = 0,87 \text{ J/cm}^2$ . Rechts unten: vergrößerter Ausschnitt des Zeitintervalls um  $\Delta t = 0 \text{ ps}$  des linken unteren Bildes.

Aluminiumsubstrats liegt und der Abtrag zwar auch im Experiment stattfindet, aber nicht detektiert werden kann. Weiterhin besteht die Möglichkeit, dass sich auch im Experiment bei  $0,75 F_{thr}$  zunächst ein Spallationsfilm bildet, welcher jedoch nicht genügend kinetische Energie besitzt, um sich final vom Substrat zu lösen und daher im Prozessverlauf wieder auf das Substrat zurückfällt. Auf einer Zeitskala bis  $\approx 400$  ps wird auch im Experiment ein vom Initialwert abweichender komplexer Brechungsindex gemessen (Bild 5.8), was durch die entstandene Spallationsschicht bedingt sein kann. Zu längeren Zeiten ( $> 400$  ps) erreicht der komplexe Brechungsindex in Bild 5.8 wieder seinen Initialwert, was das Zurückfallen der Schicht bedeuten könnte. Diese Zeiten werden in der Simulation jedoch nicht mehr dargestellt. Als weiterer Erklärungsansatz für das Auftreten einer Spallationsschicht unterhalb der Ablationsschwellfluenz lässt sich anführen, dass im Simulationsmodell das umgebende Medium Vakuum ist, während die Experimente an Luft durchgeführt wurden. Der dem Abtrag entgegenwirkende Luftdruck kann dazu führen, dass die Ablationsschwellfluenz steigt [173] und somit  $F_{thr}$  für den in Vakuum simulierten Abtrag niedriger liegt.

Bei der niedrigsten Fluenz geschieht die Aufwölbung am langsamsten, so dass nach 10 ps eine Höhe von  $\approx 15$  nm erreicht wird ( $v = 1500$  m/s). Bei der höchsten Fluenz von  $2,5 F_{thr}$  beträgt die Ausdehnung der noch flüssigen Materialoberfläche zu diesem Zeitpunkt bereits  $\approx 20$  nm, was einer Aufwölbungsgeschwindigkeit von 2000 m/s entspricht. Diese Geschwindigkeiten stimmen mit der in Abschnitt 5.2 abgeschätzten Aufwölbungsgeschwindigkeit von  $\approx 1500$  m/s überein. Dies ist zum einen ein weiteres Indiz für die Verlässlichkeit des Simulationsmodells. Zum anderen zeigen die Simulationen, dass die gemessenen optischen Parameter mit einer ultraschnellen Materialaufwölbung in Einklang stehen. Dies deckt sich mit Simulationen der Laserablation von Cu [38] und Al [102], bei denen ebenfalls eine ultraschnelle Materialexpansion zur experimentellen Validierung der Simulationsdaten berücksichtigt wurde.

## **6 Einfluss transienter optischer Materialeigenschaften auf die Metallbearbeitung mit Laserdoppelpulsen**

Im vorangegangenen Kapitel 5 wurde das optische und mechanische Materialverhalten von Aluminium während und nach der Bestrahlung mit einem ultrakurzen Laserpuls analysiert. In dem nun folgenden Kapitel wird untersucht, wie sich die Abtragstiefe ändert, wenn ein zweiter Puls mit einer ultrakurzen zeitlichen Verzögerung auf das angeregte Material fokussiert wird. Es soll geklärt werden, ob sich durch die Vorkonditionierung des Materials durch den ersten Puls die Abtragseffizienz steigern lässt und inwieweit sich Effizienzänderungen bei Doppelpulsversuchen durch die beobachteten optischen und mechanischen Materialmodifikationen erklären lassen. Aus der Literatur ist bekannt, dass bei einer Bearbeitungsfluenz des ersten Pulses der Doppelpulssequenz oberhalb der Ablationsschwellfluenz eine Partikel- oder Plasmawolke über der Bearbeitungsstelle entsteht, welche den zweiten Puls der Sequenz abschirmt und so die Abtragseffizienz mindert [19] (Abschnitt 2.2.2). Daher werden in dieser Arbeit erstmals auch Experimente durchgeführt, in welchen der erste Puls eine Fluenz unterhalb der Ablationsschwellfluenz aufweist, wodurch eine Partikel- und Plasmabildung umgangen wird.

### **6.1 Aufbau zur Erzeugung von Laserdoppelpulsen**

#### **6.1.1 Michelson-Interferometer**

Zur Erzeugung der Laserdoppelpulse mit ultrakurzem Zeitabstand von  $< 1 \text{ ns}$  wurde ein Aufbau in Michelson-Interferometer-Anordnung errichtet, wie er in Bild 6.1 skizziert ist. Der einfallende Einzelpuls wurde in einem polarisierenden Strahlteilerwürfel (PST) in zwei Teile aufgespalten. Das Aufspaltungsverhältnis konnte dabei über ein vorangestelltes drehbares Halbwellenplättchen ( $\lambda/2$ ) eingestellt werden. Beide Teilpulse trafen nach Verlassen des PST auf einen Spiegel, welcher sie zurück in den

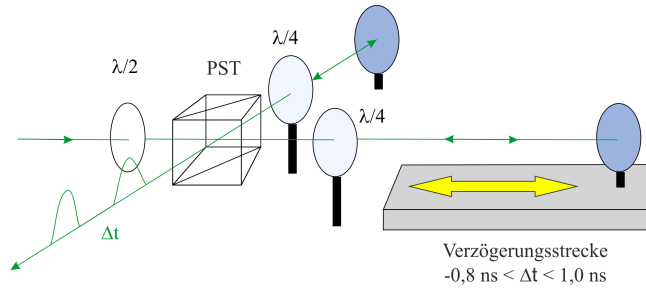


Bild 6.1: Michelson-Interferometer zur Erzeugung von Laserdoppelpulsen mit ultrakurzem Pulsabstand ( $\lambda/2$ : Halbwellenplättchen (drehbar),  $\lambda/4$ : Viertelwellenplättchen (drehbar), PST: polarisierender Strahlteilerwürfel).

PST reflektierte. Außerdem durchliefen die Teilpulse vor und nach der Reflektion ein drehbares Viertelwellenplättchen ( $\lambda/4$ ). Beim zweimaligen Durchlauf des  $\lambda/2$ -Plättchens wird die Polarisation des Pulses je nach Ausrichtung des Plättchens zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  gedreht, was den Grad der Auslenkung oder Transmission am PST nach der Reflektion bestimmt. Der Strahlengang des ersten Teilpulses hatte eine fixe Weglänge, während die Weglänge des zweiten Teilpulses mittels einer 30 cm langen optischen Verzögerungsstrecke (Pimicos, "LS-180") variabel eingestellt werden konnte. Zwischen den Doppelpulsen konnten so Verzögerungszeiten von  $\Delta t = -0,8 \text{ ns}$  bis  $\Delta t = 1,0 \text{ ns}$  eingestellt werden. Im PST wurden die Strahlengänge abschließend wieder überlagert.

Die Doppelpulseinheit wurde in den PPE-Aufbau integriert (Bild 4.1), was die Durchführung von Doppelpuls- und PPE-Messungen unter einheitlichen Versuchsparametern ermöglichte. Die optischen Materialeigenschaften, welche die Laser-Materie-Wechselwirkung eines zweiten Pulses bestimmen, wurden mittels PPE stets mit Probe-Pulsen im grünen Wellenlängenbereich ( $\lambda_{\text{grün}} = 528 \text{ nm}$ ) durchgeführt (Kapitel 5). Dementsprechend musste auch für die Doppelpulsversuche eine Wellenlänge von  $\lambda_{\text{grün}} = 528 \text{ nm}$  verwendet werden.

Zur Interpretation der Doppelpulsversuche wurden PPE-Experimente bei der gleichen Pump- und Probe-Wellenlänge von 528 nm durchgeführt. Die so gewonnenen Messdaten spiegeln zum einen die Materialmodifikation wieder, welche durch den ersten grünen Puls der Doppelpulssequenz induziert wird. Zum anderen beschreiben sie die optischen Materialparameter im grünen Wellenlängenbereich, welche die Laser-Materie-Wechselwirkung des zweiten grünen Bearbeitungspulses der Doppelpulssequenz bestimmen. Bei diesen Einwellenlängen-Messungen kann jedoch Streulicht des

Pump-Pulses, welches in Richtung des CCD-Sensors emittiert wird, nicht durch einen Bandpassfilter spektral vom Probe-Puls getrennt werden und verfälscht somit das Messergebnis. Um die Signalstärke im Verhältnis zur Streulichtintensität zu optimieren, wurden, wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben, Graufilter der Stärke OD1,8 vor dem Objektiv angebracht, welche das Streulicht und die Probe-Strahlung um einen Faktor 63 abschwächen. Um die Ausleuchtung des CCD-Sensors zu erhalten, wurde zusätzlich die Probe-Intensität bei den Einwellenlängen-Messungen um denselben Faktor von 63 erhöht.

### 6.1.2 Kalibrierung von räumlicher und zeitlicher Pulsüberlagerung für Doppelpulsversuche

Zur Kalibrierung des zeitlichen Versatzes zwischen den Teilpulsen der Doppelpulssequenz wurde auf die Pump-Probe-Funktionalität des PPE-Aufbaus zurückgegriffen. Analog zur zeitlichen Kalibrierung des PPE in Abschnitt 4.1.3 wurde in einem ersten Schritt eine Si-Probe ausschließlich mit dem Teilpuls bestrahlt, welcher den Strahlengang fixer Weglänge durchläuft und so dessen zeitlicher Nullpunkt bestimmt (Bild 6.2 links oben). In einem zweiten Schritt wurde die Si-Probe ausschließlich mit dem Teilpuls bearbeitet, welcher den Strahlengang mit variabler Weglänge durchläuft. Es wurde die Position der Verzögerungsachse ermittelt, an welcher der Reflektionsanstieg identisch zum ersten Schritt stattfindet. Diese Position wurde als Nullposition der Achse und als zeitlicher Nullpunkt des variabel

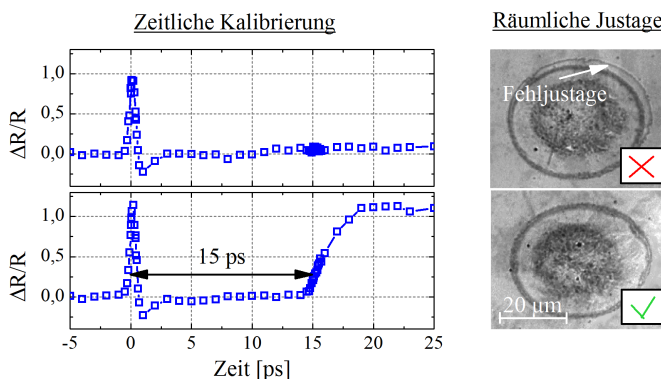


Bild 6.2: Links: Zeitliche Kalibrierung des Doppelpulsversatzes über Reflektivitätsänderung einer bestrahlten Si-Probe. Rechts: Räumliche Justage der zwei Teilstrahlengänge am Beispiel von bearbeitetem Edelstahl.

einstellbaren Teilpulses definiert. Die Genauigkeit des Verfahrens wird auf  $\Delta t < 200$  fs abgeschätzt. Ein Verfahren der Verzögerungsachse vom Nullpunkt bewirkt nun einen zeitlichen Versatz der Teilpulse zueinander, wie es links unten in Bild 6.2 für  $\Delta t = 15$  ps veranschaulicht ist. Nach dem Auftreffen des ersten Pulses am Zeitnullpunkt ist eine zweite steigende Flanke nach 15 ps messbar, welche durch das Auftreffen des zweiten Pulses verursacht wird. Das Messsignal verbleibt hier nach dem Auftreffen des zweiten Pulses bei  $\Delta R/R = 1,1$  während  $\Delta R/R$  nach dem Auftreffen nur eines Pulses wieder auf den Ursprungswert zurückfällt. Dies kann dadurch begründet sein, dass ein einzelner Puls lediglich Elektronen anregt, welche nach 2 ps wieder relaxieren, während die zusätzliche Bestrahlung der Probe mit dem zweiten Puls einen Schmelzvorgang initiiert.

Die räumliche Justage – also die Einstellung der optimalen örtlichen Überlagerung der beiden Teilpulse – erfolgt ausschließlich über den Spiegel, welcher auf der Verzögerungsachse montiert ist. Dieser Strahlengang wird so angepasst, dass in der mikroskopischen Betrachtung eines Ablationskraters, welcher durch beide Teilpulse gleichermaßen erzeugt wurde, die Ablationsränder der beiden Teilpulse nicht mehr zu unterscheiden sind (Bild 6.2 rechts). Damit gewährleistet ist, dass die räumliche Überlagerung auch beim Verfahren der Verzögerungsachse und des darauf montierten Spiegels erhalten bleibt, darf beim Verfahren der Achse der Reflektionswinkel des darauf montierten Spiegels nicht wesentlich beeinflusst werden. Es wurde daher die verwendete Achse mit Nick- und Gierwinkeln von  $\pm 50$   $\mu$ rad gewählt, was die Abweichung der räumlichen Überlagerung über den Verfahrensbereich der Achse auf  $\Delta x < 2$   $\mu$ m begrenzte.

## 6.2 Doppelpulsversuche

### 6.2.1 Ermittlung der effektiven Energieeindringtiefe in Aluminium

Die Energieeindringtiefe  $d_{eff}$  ist ein entscheidender Parameter bei der Bestimmung der Abtragtiefe und der Ablationseffizienz. Eine Änderung von  $d_{eff}$  wirkt sich direkt auf das Abtragsverhalten aus (Abschnitt 2.1.3). Um eine im Vergleich zu Einzelpulsversuchen veränderte Abtragtiefe bei Doppelpulsversuchen einem geänderten  $d_{eff}$  zuordnen zu können und um eine Abschätzung vornehmen zu können, wie groß die Anteile von optischer und elektronischer Eindringtiefe ( $d_{opt}$  und  $d_{el}$ ) zu  $d_{eff}$  sind, wurde  $d_{eff}$  für Aluminium bestimmt. In Bild 6.3 sind dazu die Ablationstiefen  $z_{abl}$ , die sich nach der Bearbeitung des Al mit einem einzelnen Laserpuls

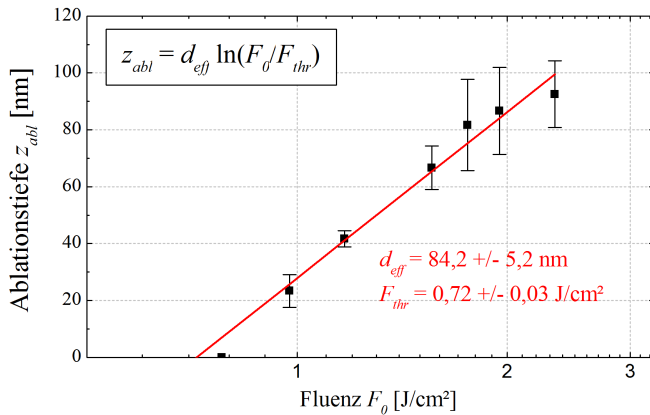


Bild 6.3: Bestimmung der Energieeindringtiefe  $d_{eff}$  von Al durch Auftragung der Abtragstiefe eines Einzelpulses ( $\lambda = 528$  nm,  $\tau = 540$  fs) und Datenanpassung nach Gleichung (2.21).

der Wellenlänge  $\lambda = 528$  nm und der Pulsdauer  $\tau = 540$  fs ergeben, für verschiedene Fluenzen aufgetragen. Die Ermittlung von  $d_{eff}$  erfolgt durch Anpassung von Gleichung (2.21) an die Messpunkte und liefert  $d_{eff} = 84,2 \pm 5,2$  nm. Die optische Eindringtiefe von 7,5 nm beträgt demnach  $\approx 9\%$  der Energieeindringtiefe, während sich die elektronische Eindringtiefe  $d_{el}$  demnach zu 76,7 nm ergibt. Die über die Methode der Abtragstiefenbestimmung ermittelte Ablationsschwellfluenz von  $F_{thr} = 0,72 \pm 0,03$  J/cm<sup>2</sup> zeigt eine gute Übereinstimmung mit der nach der Liu-Methode ermittelten Schwellfluenz von  $F_{thr} = 0,75$  J/cm<sup>2</sup>.

### 6.2.2 Transiente optische Eigenschaften induziert durch ersten Puls

Mittels PPE-Experimenten kann die transiente optische Eindringtiefe und die transiente Absorption des laserbestrahlten Al während und nach der Bestrahlung vermessen werden (Abschnitt 5.3.2). So können Erkenntnisse darüber gewonnen werden, wie ein zweiter Puls, welcher die Probe nach einer ultrakurzen Verzögerungszeit  $\Delta t$  bestrahlt, mit dem angeregten Material wechselwirkt.

In Bild 6.4 sind  $d_{opt}$  und  $A$  für drei verschiedene Fluenzen unter- und oberhalb  $F_{thr}$  aufgetragen. Messwerte wurden für zwei verschiedene Bearbeitungswellenlängen (Pump-Wellenlänge  $\lambda = 528$  nm (grüne Kreise) und  $\lambda = 1056$  nm (rote Quadrate)) erhoben. Zu betonen ist, dass die Abtast-

wellenlänge – also die Wellenlänge, bei der die optischen Eigenschaften des Materials detektiert werden und welche die Wechselwirkung mit einem zweiten Puls definieren – bei allen Messreihen  $\lambda = 528 \text{ nm}$  betrug. Zur Interpretation der Doppelpulsversuche werden PPE-Experimente bei der gleichen Pump- und Probe-Wellenlänge von  $528 \text{ nm}$  benötigt. Diese weisen jedoch große Störeinflüsse auf, da Streulicht des Pump-Pulses nicht spektral selektiert werden kann (siehe Abschnitt 6.1.1). Daher wurden Messreihen mit infrarotem Pump-Puls ergänzt, welche bei den gleichen eingestrahlenen Fluenzen relativ zur entsprechenden Ablationsschwellfluenz durchgeführt wurden. Unter der Annahme, dass in einem Metall ein Laserpuls über einen breiten spektralen Bereich vergleichbare physikalische Prozesse im Material auslöst und somit vereinfacht als ultraschnelle Wärmequelle unabhängig

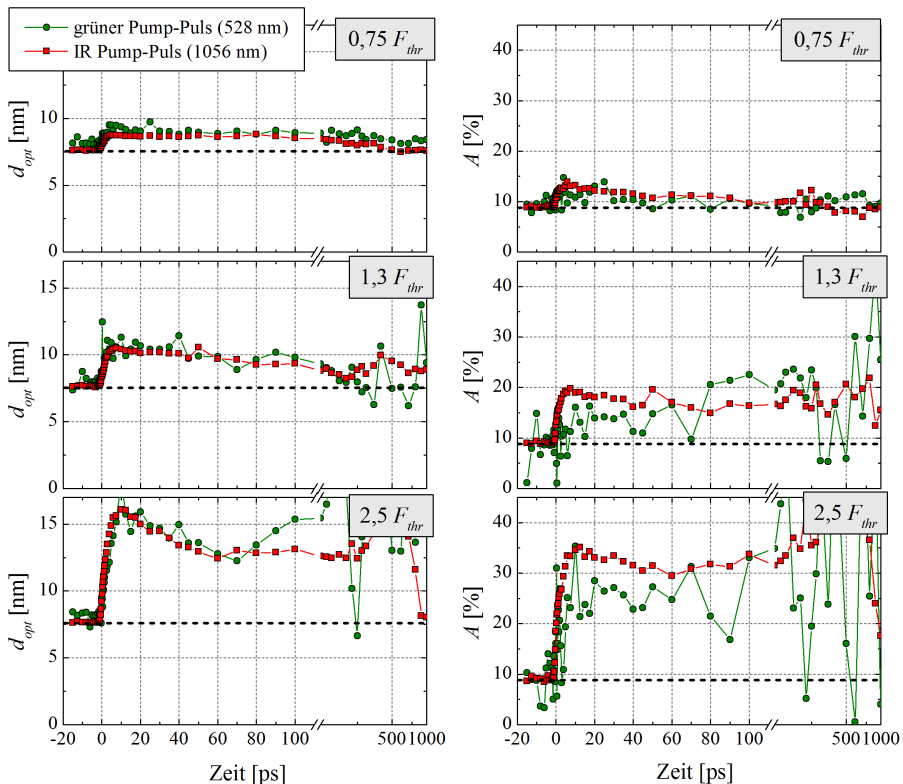


Bild 6.4: Transiente optische Eindringtiefe  $d_{opt}$  und Absorption  $A$  von laserbestrahltem Al (Pump-Puls:  $\lambda_{grün} = 528 \text{ nm}$ ,  $\tau_{grün} = 540 \text{ fs}$ ,  $F_{thr,grün} = 0,75 \text{ J/cm}^2$  und  $\lambda_{IR} = 1056 \text{ nm}$ ,  $\tau_{IR} = 680 \text{ fs}$ ,  $F_{thr,IR} = 0,87 \text{ J/cm}^2$  (siehe auch Bild 5.10); Probe-Puls:  $\lambda_{grün} = 528 \text{ nm}$ ,  $\tau_{grün} = 540 \text{ fs}$ ).

von seiner Wellenlänge betrachtet werden kann, spiegeln beide Kurven die optischen Materialparameter wieder, welche für die Doppelpulsversuche von Interesse sind. Demnach können auch PPE-Messreihen mit infrarotem Pump- und grünem Probe-Puls zur Beschreibung von Doppelpulsversuchen mit zwei grünen Bearbeitungspulsen verwendet werden. Dass die Annahme in erster Näherung zutreffend ist, wird in Bild 6.4 ersichtlich. Die Messdaten zeigen für beide Bearbeitungswellenlängen einen vergleichbaren transienten Verlauf. Unter Vernachlässigung des erhöhten Rauschens der Einwellenlängenmessungen steigen die Kurven jeweils in gleicher Zeit auf gleiche Amplituden an.

So zeigen die Messwerte einen Anstieg der optischen Eindringtiefe vom Initialwert von  $d_{opt} = 7,5$  nm vom Zeitnullpunkt an. Der Anstieg ist dabei für höhere Fluenzen stärker ausgeprägt. Nach 10 ps werden Werte von  $\approx 9$  nm für die 0,75-fache Schwellfluenz, 10 nm für die 1,3-fache Schwellfluenz und 16 nm für die 2,5-fache Schwellfluenz erreicht. Im folgenden Verlauf fällt  $d_{opt}$  langsam ab, bis für die niedrigste Fluenz nach 500 ps wieder der Initialwert erreicht wird und für die beiden Fluenzen oberhalb  $F_{thr}$  nach einigen hundert Pikosekunden oszillierende Werte aufgrund des Ablationsvorgangs auftreten. Der Verlauf der transienten Absorption  $A$  zeigt ein ähnliches Verhalten. Vom Initialwert von  $A = 9\%$  steigt diese in den ersten 10 ps an und erreicht Werte von 14% ( $0,75 F_{thr}$ ) bis 35% ( $2,5 F_{thr}$ ). Anschließend fällt auch die Absorption analog zur optischen Eindringtiefe langsam ab und zeigt bei den beiden höheren Fluenzen ab 100 ps ebenfalls Oszillationen.

Die beispielsweise nach 10 ps erhöhte optische Eindringtiefe und Absorption bedeuten, dass ein zweiter Puls, welcher zu diesem Zeitpunkt auf das angeregte Aluminium auftrifft, stärker absorbiert wird und weiter ins Material eindringt. Nach Gleichung (2.25) müsste dies unter diesen Bedingungen eine erhöhte Ablationseffizienz zur Folge haben. Entsprechende Doppelpulsexperimente werden im folgenden Abschnitt präsentiert.

### 6.2.3 Abtragsmorphologie und -effizienz in Abhängigkeit von Pulsabstand und Fluenz

In diesem Kapitel werden die Auswirkungen der im vorangegangenen Abschnitt 6.2.2 gemessenen optischen Materialkenngrößen auf das Abtragsverhalten von Laserdoppelpulsen mit variablem ultrakurzem Pulsabstand untersucht. Entsprechende Abtragskrater wurden mittels eines Konfokalmikroskops (Sensofar, "PLμ2300") vermessen und sind im Querschnitt in Bild 6.5 abgebildet. Aus den konfokalen Messungen wurde zudem das Volumen  $V$  der Abtragskrater ermittelt. Dazu wurde die Probenoberfläche in

6 Einfluss transienter optischer Materialeigenschaften auf die Metallbearbeitung mit Laserdoppelpulsen

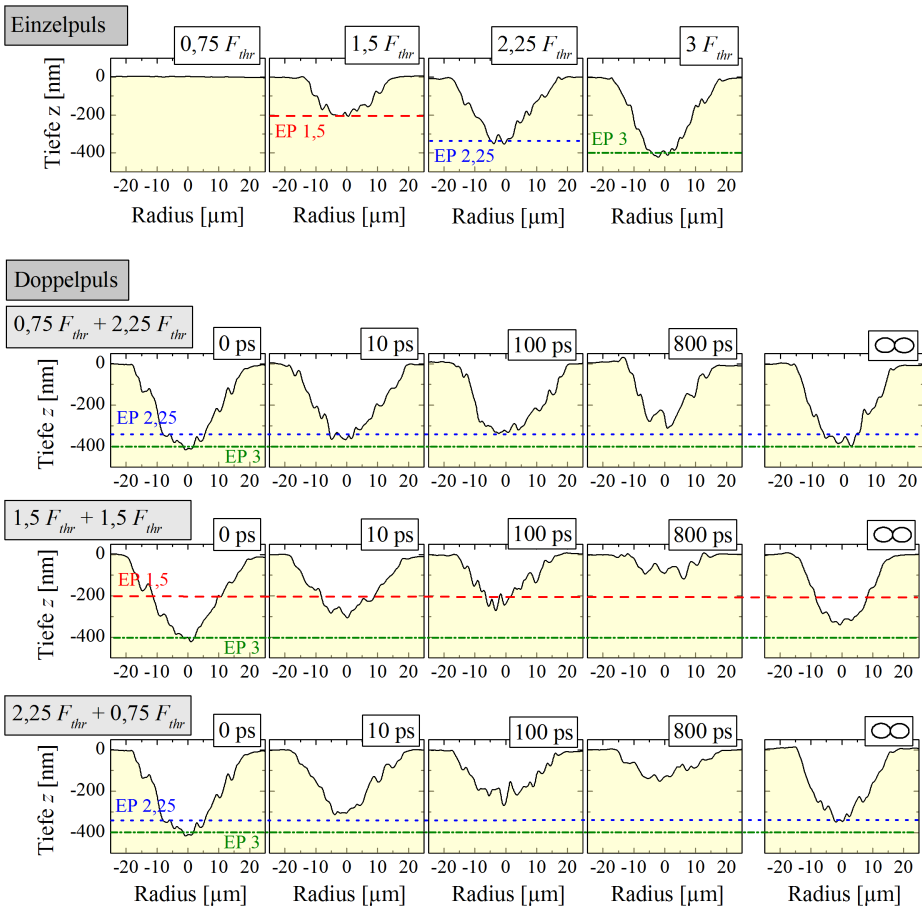


Bild 6.5: Konfokale Querschnitte von Abtragskratern, welche durch Einzelpulse (oben) beziehungsweise Doppelpulse verschiedener Fluenzverhältnisse und Pulsabstände (untere drei Zeilen) in Aluminium erzeugt wurden ( $\lambda_{grün} = 528 \text{ nm}$ ,  $\tau_{grün} = 540 \text{ fs}$ ). Jeweils drei Einzelbeziehungsweise Doppelpulssequenzen wurden zur Prozessierung eines Abtragskraters verwendet.

der Messung auf die Höhe 0 nm ausgerichtet, der Tiefenwert jedes einzelnen Pixels des Abtragskraters mit der Grundfläche des Pixels multipliziert und anschließend die so berechneten Teilvolumina aufsummiert. Aus dem ermittelten Gesamtabtragsvolumen und der verwendeten eingestrahlte Pulsenergie  $E$  wurde daraus die Ablationseffizienz als  $V/E$  berechnet. Die Ergebnisse sind in Bild 6.6 aufgetragen.

In der oberen Zeile von Bild 6.5 sind Abtragskrater dargestellt, welche

durch Einzelpulse verschiedener Fluenzen generiert wurden und in den drei Zeilen darunter befinden sich die Abtragskrater, welche durch Doppelpulse mit unterschiedlichem Fluenzverhältnis der Teilpulse (oben:  $0,75 F_{thr}$  zu  $2,25 F_{thr}$ , Mitte:  $1,5 F_{thr}$  zu  $1,5 F_{thr}$ , unten:  $2,25 F_{thr}$  zu  $0,75 F_{thr}$ ) erzeugt wurden. Um die Messreihen untereinander vergleichen zu können, wurde die Gesamtfluenz einer Doppelpulssequenz jeweils bei  $3 F_{thr}$  gehalten. Für jede Doppelpulsmessreihe sind exemplarisch zeitliche Pulsabstände zwischen 0 ps und 800 ps sowie nach  $\approx 2$  s abgebildet, was mit  $\infty$  bezeichnet wurde. Zur deutlicheren Ausprägung von Änderungen des Ablationsvolumens und damit zur verlässlicheren Vermessung dieser Effekte wurden in diesen Versuchen jeweils drei Einzel- beziehungsweise Doppelpulssequenzen mit einer Verzögerung von  $\approx 1$  s auf dieselbe Stelle fokussiert.

Bei den Querschnitten der Abtragskrater, welche mit Einzelpulsen erzeugt wurden (Bild 6.5 obere Zeile), wird bei der 0,75-fachen Schwellfluenz erwartungsgemäß kein Abtrag gemessen. Bei den Fluenzen oberhalb  $F_{thr}$  nimmt die Abtragstiefe  $z_{abl}$  mit größer werdender Fluenz zu. Bei  $1,5 F_{thr}$  beträgt sie 200 nm und bei  $3 F_{thr}$  400 nm. Die Abtragstiefen der Einzelpulse sind mit EP 1,5 bis EP 3 gekennzeichnet und werden in die Diagramme der Doppelpulsquerschnitte (untere drei Zeilen von Bild 6.5) und die dazugehörigen berechneten Ablationseffizienzen in Bild 6.6 übertragen.

Die Querschnitte der Abtragskrater, welche mit den Doppelpulsen erzeugt wurden, zeigen einheitlich eine abnehmende Abtragstiefe und -effizienz mit größer werdendem Pulsabstand (Bild 6.5 untere drei Zeilen und Bild 6.6). Am ausgeprägtesten ist dieser Effekt bei der Messreihe mit symmetrischer Fluenzaufteilung von  $1,5 F_{thr}$  zu  $1,5 F_{thr}$  erkennbar. Hier nimmt  $z_{abl}$  von den ursprünglichen 400 nm bei 0 ps Pulsversatz auf etwa 300 nm nach  $\Delta t = 10$  ps ab, was einer Effizienzabnahme von  $0,0042 \text{ mm}^3/\text{J}$  auf  $0,0032 \text{ mm}^3/\text{J}$  entspricht. Bei einem Pulsabstand von 100 ps wird etwa die Abtragstiefe des Einzelpulses mit 1,5-facher Schwellfluenz von 200 nm erreicht. Energetisch betrachtet liefert der zweite Puls hier keinen Beitrag mehr zur Ablation, weshalb die Ablationseffizienz – welche sich anhand der Energie beider Teilpulse berechnet – unter die Effizienz des Einzelpulses mit  $1,5 F_{thr}$  fällt (Bild 6.6 unten). Bei einem Pulsversatz von 800 ps reduziert sich die Abtragstiefe weiter auf  $\approx 80$  nm, was bedeutet, dass der zweite Puls die Ablation des ersten Pulses unterdrückt. Diese Beobachtung steht zunächst im Widerspruch mit den im vorangegangenen Abschnitt 6.2.2 präsentierten Ergebnissen. Hiernach sollte eine Zunahme von  $d_{opt}$  und  $A$  des bestrahlten Materials zu längeren Pulsverzögerungen zu einer effizienteren und tieferen Absorption des zweiten Teilpulses führen und so die Abtragstiefe nach

6 Einfluss transienter optischer Materialeigenschaften auf die Metallbearbeitung mit Laserdoppelpulsen

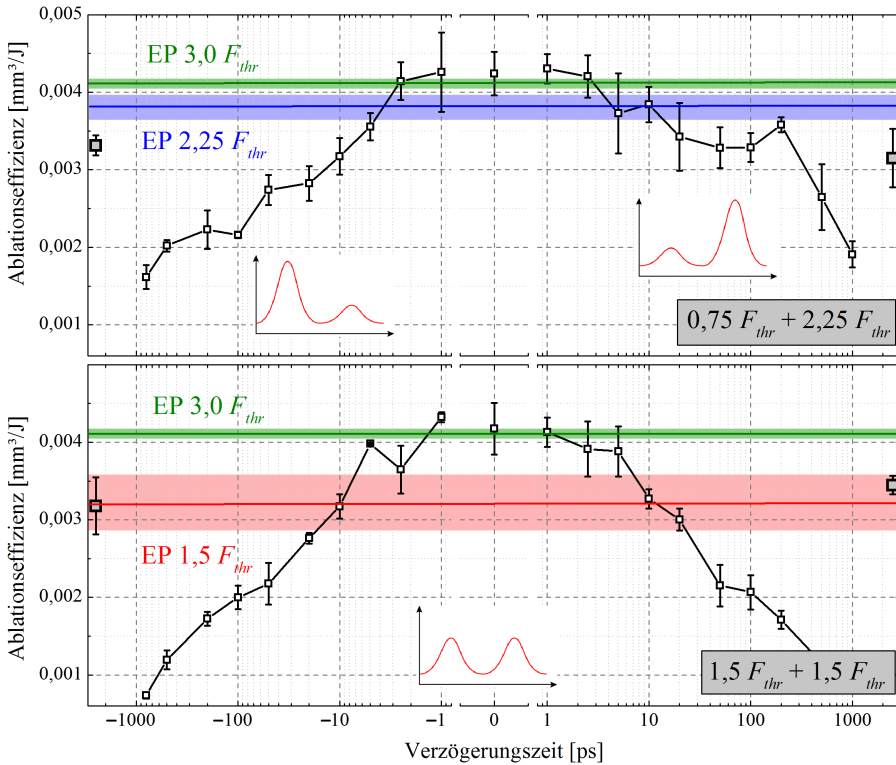


Bild 6.6: Ablationseffizienzen für Doppelpulse unterschiedlicher Fluenzverteilung (oben:  $0,75 F_{thr} + 2,25 F_{thr}$ ; unten:  $1,5 F_{thr} + 1,5 F_{thr}$ ) und Pulsverzögerung ( $\lambda_{grün} = 528 \text{ nm}$ ,  $\tau_{grün} = 540 \text{ fs}$ ).

Gleichung (2.25) erhöhen. Die reduzierte Abtragtiefe deckt sich jedoch mit veröffentlichten Ergebnissen in [95]. Wie in Abschnitt 2.2.2 ausgeführt, kann die initiale Abtragstiefenabnahme demnach durch die Kompensation von Druck- und Verdünnungswellen der beiden Teilpulse im Material erklärt werden [100]. Die Abtragstiefenabnahme unter das Niveau des Einzelpulses könnte auf die Absorption des zweiten Pulses in dem Material zurückgeführt werden, welches sich aus dem bestrahlten Volumen herausgelöst hat und sich im Ablationsprozess befindet. Dieses Material bildet eine Partikel- oder Plasmawolke [9], welche durch die Absorption des zweiten Pulses eine Rückwärtsbeschleunigung erfährt und auf der Probe redeponiert wird [19]. Erst wenn die Partikel- oder Plasmawolke den Bearbeitungsbereich bei größeren Pulsverzögerungen ( $> 800 \text{ ps}$ ) verlassen hat, dringt der zweite

Puls wieder auf das Substrat vor, trägt zur Ablation bei und die Abtragstiefe nimmt wieder auf 300 nm zu (Bild 6.5  $\infty$ -Querschnitt).

Ein ähnliches Abtragsverhalten zeigt sich für das Fluenzverhältnis der Doppelpulse von  $2,25 F_{thr}$  zu  $0,75 F_{thr}$  (untere Zeile in Bild 6.5 und untere linke Hälfte von oberem Diagramm in Bild 6.6). Die Abtragstiefe sinkt kontinuierlich mit größer werdendem Pulsabstand bis  $\Delta t = 800$  ps. Bereits bei  $\Delta t = 10$  ps wird die Abtragstiefe des Einzelpulses mit einer Fluenz von  $2,25 F_{thr}$  von 300 nm unterschritten und bei  $\Delta t = 800$  ps beträgt  $z_{abl}$  noch etwa 110 nm. Erklärungsansätze finden sich analog zur Messreihe mit symmetrischer Fluenzaufteilung, wobei die Abnahme von  $z_{abl}$  hier nun in schwächerem Maße stattfindet, da der zweite Puls mit  $0,75 F_{thr}$  eine geringere Energie aufweist.

Von besonderem Interesse in dieser Arbeit war nun, wie sich das Abtragsverhalten von Doppelpulsen verhält, wenn der erste Puls der Sequenz eine Fluenz unterhalb der Ablationsschwelle aufweist. Eine Abschirmung des zweiten Pulses in einer sich bildenden Partikel- oder Plasmawolke kann so umgangen werden und auch die Ausbildung von Druck- und Verdünnungswellen, welche durch Interaktion die Ablation abschwächen können, wird reduziert. Aus Bild 6.5 (zweite Zeile) und Bild 6.6 (oberes Diagramm, rechte Hälfte) geht jedoch hervor, dass auch bei der Vorpräparation des Materials durch einen ersten Teilpuls unterhalb der Ablationsschwellfluenz mit größer werdendem Pulsabstand eine verminderte Abtragstiefe und -effizienz erzielt wird. Bei dieser Fluenzaufteilung ist der Effekt zwar schwächer ausgeprägt als bei den vorangehend beschriebenen Fluenzverteilungen, eine erhöhte Ablationseffizienz kann jedoch auch hier nicht festgestellt werden. Bei einer Pulsverzögerung von 10 ps sinkt  $z_{abl}$  von 400 nm auf 340 nm und die Ablationseffizienz auf das Niveau des Einzelpulses mit 2,25-facher Schwellfluenz ( $0,0038 \text{ mm}^3/\text{J}$ ). Bei einer Pulsverzögerung von 100 ps beträgt die Abtragstiefe  $\approx 310$  nm und die Ablationseffizienz  $0,0033 \text{ mm}^3/\text{J}$ .

Zur Erklärung der verminderten Ablationseffizienz und Abtragstiefe auch bei der Doppelpulsbearbeitung mit einem ersten Teilpuls unterhalb der Ablationsschwellfluenz müssen demnach folgende Punkte bedacht werden:

- 1) Eine Abschirmung des zweiten Pulses in einer Partikel- oder Plasmawolke, welche durch den ersten Puls generiert wurde, scheidet als Erklärungsansatz aus, da der erste Puls bewusst bei einer Fluenz unterhalb  $F_{thr}$  gewählt wurde, um die Bildung einer solchen Wolke zu umgehen.
- 2) Die Möglichkeit, dass die Verdünnungswelle, welche der erste Puls im Material induziert, durch die Druckwelle des zweiten Pulses kompensiert wird und diese Kompensation alleine die Abnahme der Ablationseffizienz

begründet, kann durch die durchgeführten Experimente nicht bestätigt werden. Die Druck- und Verdünnungswelle des ersten Pulses hat das bestrahlte Volumen bereits nach wenigen 10 ps verlassen (Bild 5.13), so dass zu späteren Zeiten keine Wechselwirkung mehr mit dem Druckaufbau zu erwarten ist, welcher durch die Bestrahlung mit dem zweiten Puls hervorgerufen wird. Die Ablationseffizienzabnahme wird jedoch auch noch bei Pulsverzögerungen von mehreren 100 ps beobachtet.

3) Die Abtragstiefe und die Ablationseffizienz hängen direkt mit der Energieeindringtiefe  $d_{eff}$  zusammen (Gleichungen (2.21) beziehungsweise (2.25)). So wurde bereits nach Doppelpulsexperimenten mit symmetrischer Fluenzaufteilung ( $F_0 > F_{thr}$ ) gemutmaßt, dass eine verminderte elektronische Eindringtiefe  $d_{el}$ , welche in  $d_{eff}$  enthalten ist, die beobachtete Abtragstiefenreduktion verursacht [95]. Auch ein verändertes  $d_{opt}$ , wie es in Abschnitt 6.2.2 gemessen wurde, wirkt sich auf  $d_{eff}$  und damit die Abtragstiefe aus. Inwieweit diese Kenngrößen die reduzierte Abtragstiefe bei der Doppelpulsbearbeitung mit einem ersten Puls unterhalb  $F_{thr}$  erklären können wird daher im Folgenden genauer untersucht.

Dazu ist in Bild 6.7 (a), (c) und (d) die ins Material eingedrungene und in der Tiefe  $z$  abgeschwächte Fluenz  $F_0$  aufgetragen (rechte Achse, gestrichelte oder gepunktete Linien). Die Energieverteilung im Material lässt sich über einen exponentiellen Abfall annähern [174], weshalb die Abschwächung über das Lambert-Beersche Gesetz (Gleichung (2.18)) berechnet wurde. Zudem ist die absorbierte Enthalpie  $H_0$  aufgetragen, welche nach Gleichung (2.22) berechnet wurde (linke Achse, Datenpunkte). In Bild (a) ist dabei die Fluenz- und Enthalpieverteilung im Material für einen Einzelpuls der 3-fachen Schwellfluenz aufgetragen, in Bild (c) und (d) hingegen die Verteilung für einen Doppelpuls. Dieser setzt sich aus einem vorlaufenden Teilpuls der Fluenz  $0,75 F_{thr}$  und einem nachlaufenden Teilpuls der Fluenz  $2,25 F_{thr}$  zusammen. Die Gesamtfluenz beträgt also ebenfalls  $3 F_{thr}$ . Der Pulsabstand beläuft sich auf  $\Delta t = 10$  ps. Dieser Pulsabstand wurde gewählt, da hier die größten Änderungen von  $d_{opt}$  und  $A$  gemessen wurden (Bild 6.4). Die Fluenzen und Enthalpien sind jeweils für verschiedene Energieeindringtiefen dargestellt, auf deren Relevanz im folgenden weiter eingegangen wird.

Durch den Einzelpuls wird das Aluminium bis zu einer Tiefe von ca. 95 nm abgetragen (Bild 6.3). Diese Tiefe ist in Bild 6.7 (a) als grau schattierter Bereich gekennzeichnet. Außerdem ist bekannt, dass die Absorption des Einzelpulses der 3-fachen Schwellfluenz an der Probenoberfläche 9% beträgt (Bild 6.4), was einer Fluenz an der Probengrenzfläche von  $F_0(z=0) = 0,09 \cdot 3 \cdot 0,75 \text{ J/cm}^2 = 0,2 \text{ J/cm}^2$  entspricht. Würde die Energiedeposition

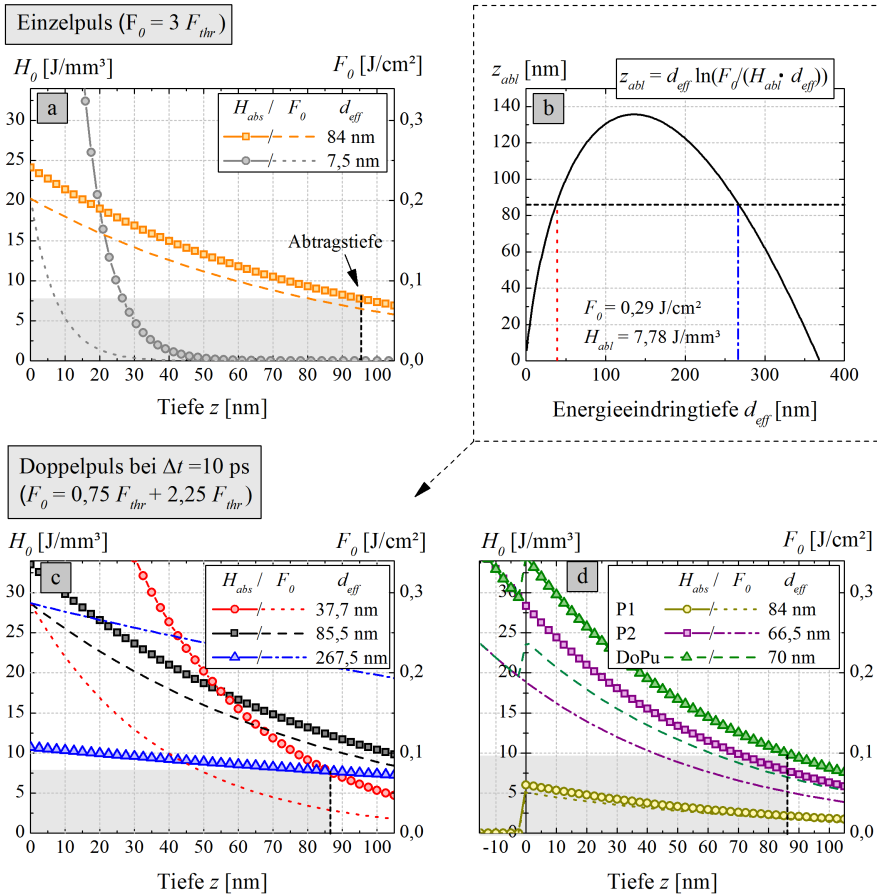


Bild 6.7: Verteilung der Fluenz  $F_0$  und der pro Volumenelement absorbierten Energie  $H_0$  in Aluminium für Einzel- (Bild a) und Doppelpulse (Bild c und d) für verschiedene Energieeindringtiefen  $d_{eff}$ . Die im Vergleich zum Einzelpuls verminderte Abtragstiefe im Doppelpulsversuch kann über ein verändertes  $d_{eff}$  begründet werden (Bild b und c), realistische Werte für  $d_{eff}$  ergeben sich jedoch nur bei Berücksichtigung der Materialaufwölbung und einem erhöhten  $H_{abl}$  (Bild d).

rein nach der optischen Eindringtiefe von  $d_{opt} = 7,5$  nm stattfinden (graue Kreise und gepunktete Linie in Bild 6.7 (a)), wären  $H_0$  und  $F_0$  in der Abtragstiefe auf ungefähr 0 abgefallen, was den gemessenen Abtrag nicht erklären könnte. Findet die Energiedeposition andererseits über der effektiven Energieeindringtiefe  $d_{eff} = 84$  nm statt (Bild 6.3), ergibt sich in der Abtragstiefe von  $z = 95$  nm eine Schwellfluenz von  $F_{thr,abs} = 65$  mJ/cm<sup>2</sup> und eine Enthalpie von  $H_{abl} = 7,8$  J/mm<sup>3</sup>. Zur Abschätzung der Plausibilität

dieser Werte werden sie mit zwei zuvor erhobenen Werten abgeglichen. 1) In Bild 6.6 wurde die Effizienz eines Einzelpulses mit 3-facher Schwellfluenz zu  $0,004 \text{ mm}^3/\text{J}$  bestimmt, was einer Enthalpie von  $H = 250 \text{ J}/\text{mm}^3$  entspricht. Unter Berücksichtigung der 9%-igen Absorption (Bild 6.4) und einer 36,6%-igen Abtragseffizienz für einen Puls der 3-fachen Schwellfluenz [8], ergibt sich eine benötigte Ablationsenthalpie von  $H_{abl} = 8,2 \text{ J}/\text{mm}^3$ .

2) Die Ablationsschwellfluenz wurde in Abschnitt 5.1.2 nach der Methode von Liu [169] zu  $F_{thr} = 0,75 \text{ J}/\text{cm}^2$  errechnet. Wird auch hier die 9%-ige Absorption einbezogen, ergibt sich  $F_{thr,abs} = 68 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ . Sowohl die obige Ablationsenthalpie als auch die Schwellfluenz weisen demnach eine hinreichende Übereinstimmung mit Werten auf, welche zuvor mittels der Ablationseffizienzbestimmung (Bild 6.6) beziehungsweise der Liu-Methode (Bild 5.2) bestimmt wurden. Während zur Verdampfung von Al rund  $36 \text{ J}/\text{mm}^3$  aufgebracht werden müssen [59], findet Abtrag hier also schon bei einer absorbierten Enthalpie von  $\approx 8 \text{ J}/\text{mm}^3$  statt. Dies stützt die Beobachtungen aus Kapitel 5, wonach der Abtrag nicht über Verdampfung, sondern über einen Spallationsvorgang erfolgt, welcher den Abtrag einer flüssigen Schicht durch hohen generierten Druck im Material darstellt.

Im Vergleich dazu wird nun der Doppelpulsabtrag mit  $0,75 F_{thr} + 2,25 F_{thr}$  bei  $\Delta t = 10 \text{ ps}$  analysiert (Bild 6.7 (c)). Die reduzierte Abtragstiefe für den Doppelpuls betrug  $86 \text{ nm}$  (grau schattierter Bereich in Bild 6.7 (c)). Gleichzeitig wurde eine erhöhte Absorption (14%) und Eindringtiefe (9 nm) des zweiten Pulses gemessen (Bild 6.3), was eine Erhöhung der initialen Werte um 5% beziehungsweise  $1,5 \text{ nm}$  bedeutet. An der Probengrenzfläche ergibt sich durch die erhöhte Absorption eine Gesamtfluenz von  $F_0 = 0,09 \cdot 0,75 \cdot 0,75 \text{ J}/\text{cm}^2 + 0,14 \cdot 2,25 \cdot 0,75 \text{ J}/\text{cm}^2 = 0,29 \text{ J}/\text{cm}^2$ . Aus der absorbierten Fluenz kann wiederum die über der Tiefe  $z$  absorbierte Enthalpie ermittelt werden. Dabei wird zunächst als Energieeindringtiefe ein um die Zunahme von  $d_{opt}$  ( $1,5 \text{ nm}$ ) erhöhter Wert von  $d_{eff} = 84 \text{ nm} + 1,5 \text{ nm} = 85,5 \text{ nm}$  verwendet (graue Quadrate in Bild 6.7 (c)). Unter der Annahme, dass unverändert eine Enthalpie von  $\approx 8 \text{ J}/\text{mm}^3$  für den Aluminiumabtrag benötigt wird, ergäbe sich eine erhöhte Abtragstiefe von  $> 100 \text{ nm}$ . Dies steht im Widerspruch zu der gemessenen verminderten Abtragstiefe von  $86 \text{ nm}$ . Eine alleinige Zunahme der effektiven Energieeindringtiefe um die Erhöhung der optischen Eindringtiefe kann demnach die reduzierte Abtragstiefe bei zusätzlich erhöhter Absorption nicht erklären.

Folgende Szenarien werden daher zur Erklärung der verringerten Abtragseffizienz und -tiefe bei einem Pulsabstand von  $\Delta t = 10$  ps bei einer Fluenz des ersten Pulses unterhalb der Ablationsschwelle erwogen:

- Die Energieeindringtiefe ändert sich zusätzlich durch eine veränderte elektronische Eindringtiefe  $d_{el}$  (Gleichung (2.15)). Die Energieeindringtiefe wirkt sich dabei nach Gleichung (2.23) bei konstanter für den Abtrag benötigter Enthalpie  $H_{abl}$  in einem nichtlinearen Zusammenhang auf die Ablationstiefe  $z_{abl}$  aus. In Bild 6.7 (b) ist  $z_{abl}$  für die benötigte Abtragsenthalpie ( $H_{abl} = 7,78 \text{ J/mm}^3$ ) und die beim Doppelpulsexperiment eingebrachte Fluenz von  $F_0 = 0,29 \text{ J/cm}^2$  für eine variierende Energieeindringtiefe  $d_{eff}$  dargestellt. Die gemessene Abtragstiefe von 86 nm ergibt sich bei  $d_{eff} = 37,7$  nm oder  $d_{eff} = 267,5$  nm. Die entsprechenden Verläufe der Enthalpie sind in Bild 6.7 (c) als rote Kreise und blaue Dreiecke dargestellt. Die erhöhte Energieeindringtiefe steht jedoch im Widerspruch zu verringerten  $d_{eff}$ , wie sie bei längeren Energieeinkopplungszeiträumen gemessen wurden [85]. Ein vermindertes  $d_{eff}$  könnte, wie von Noël *et al.* vorgeschlagen [95], durch eine niedrigere elektronische Eindringtiefe verursacht werden. Jedoch geht die verminderte Energieeindringtiefe auch mit einer verminderten Schwellfluenz von  $F_{thr} = 0,03 \text{ J/cm}^2$  einher (Bild 6.7 (c) rote gepunktete Linie), was im Widerspruch zu gemessenen erhöhten Schwellfluenzen mit längeren Energieeinkopplungszeiträumen steht [85].

→ Alleine ein geändertes  $d_{eff}$  kann die Abtragstiefenabnahme demnach nur unzureichend erklären, weshalb in einem zweiten Erklärungsansatz weitere Effekte berücksichtigt werden.

- In diesem Ansatz wird zum einen die durch den ersten Teilpuls induzierte ultraschnelle Materialexpansion berücksichtigt. Diese wird nach 10 ps auf etwa 15 nm abgeschätzt (Bild 5.13). Zum anderen wird einbezogen, dass der Druck, welcher durch den ersten Puls im bestrahlten Volumen induziert wurde, mit größer werdender Zeit, als ins Materialinnere propagierende Druckwelle, abgebaut wird und somit nicht mehr zur Ablation beiträgt (Abschwächung des Druckeinschlusses siehe Abschnitt 2.1.2).

Der erste Teilpuls wird entsprechend der gelben runden Datenpunkte in Bild 6.7 (d) ab  $z = 0$  nm mit  $d_{eff,1} = d_{opt,1} + d_{el,1} = 7,5 \text{ nm} + 76,5 \text{ nm} = 84 \text{ nm}$  absorbiert (Bild 6.8). Er induziert die Materialaufwölbung, während seine absorbierte Enthalpie nicht für die Ablation berücksichtigt wird. Der zweite Teilpuls wird nun bereits ab  $z = -15$  nm absorbiert (violette Quadrate in Bild 6.7 (d)). Um in

6 Einfluss transients optischer Materialeigenschaften auf die Metallbearbeitung mit Laserdoppelpulsen

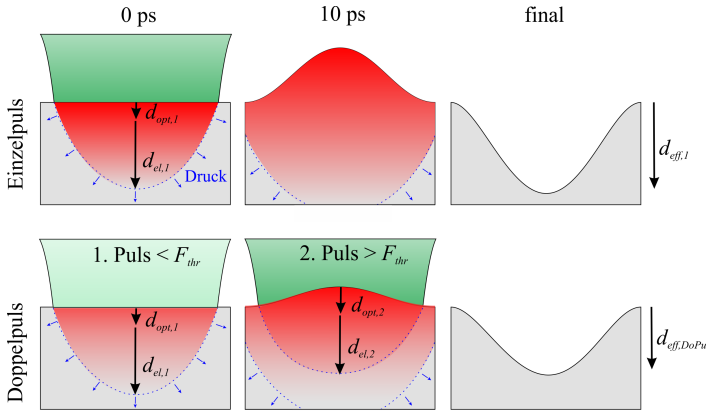


Bild 6.8: Einzel- und Doppelpulsbearbeitung von Metallen. Bei der Einkopplung des zweiten Pulses hat sich die optische Eindringtiefe erhöht ( $d_{opt,2} > d_{opt,1}$ ), die elektronische Eindringtiefe vermindert ( $d_{el,2} < d_{el,1}$ ) und die Materialoberfläche aufgewölbt. Dadurch vermindert sich die effektive Energieeindringtiefe ( $d_{eff,DoPu} < d_{eff,1}$ ). Zusammen mit dem Druckabbau bei 10 ps führt dies zu einer reduzierten Abtragtiefe für den Doppelpuls. Darstellung nicht maßstabsgetreu.

der Abtragtiefe von 86 nm die benötigte Ablationsenthalpie von  $7,8 \text{ J/mm}^3$  bereitzustellen, muss sich die Energieeindringtiefe des zweiten Pulses von  $d_{eff,1} = 84 \text{ nm}$  auf  $d_{eff,2} = 66,5 \text{ nm}$  reduziert haben. Bei der gemessenen Zunahme von  $d_{opt,1} = 7,5 \text{ nm}$  auf  $d_{opt,2} = 9 \text{ nm}$  entspricht dies einer Reduktion der elektronischen Eindringtiefe, welche sich als  $d_{el} = d_{eff} - d_{opt}$  bestimmt, von  $d_{el,1} = 76,5 \text{ nm}$  auf  $d_{el,2} = 57,5 \text{ nm}$ . In der Summe der beiden Teilpulse ergibt sich dann eine Energieeindringtiefe von  $d_{eff,DoPu} = 70 \text{ nm}$ , eine Ablationsenthalpie von  $H_{abl} = 9,9 \text{ J/mm}^3$  und eine Schwellfluenz von  $F_{thr} = 70 \text{ mJ/cm}^2$  (grüne Dreiecke beziehungsweise grün gestrichelte Linie).

→ Die verminderte Energieeindringtiefe bei gleichzeitig erhöhter Schwellfluenz spiegelt dabei die aus der Literatur bekannte Tendenz wieder [8, 85].

**Fazit:** Eine Reduktion der optischen Eindringtiefe ist nicht die Ursache für die reduzierte Ablationstiefe und -effizienz bei Doppelpulsversuchen. Die beobachtete Abnahme der Abtragtiefe, auch bei der Verwendung eines ersten Teilpulses unterhalb der Ablationsschwellfluenz, lässt sich hingegen durch eine ultraschnelle Materialexpansion, eine reduzierte elektronische Eindringtiefe und eine Zunahme der benötigten Enthalpie zum Materialabtrag durch Abschwächung des Druckeinschlusses erklären.

## 7 Zusammenfassung

Ultrakurzpulslaser etablieren sich zunehmend als hochpräzise und effiziente Werkzeuge in der Lasermaterialbearbeitung. Zur optimalen Nutzung dieses Werkzeugs ist ein tiefgreifendes Verständnis der Prozesse von Nöten, welche Ultrakurzpulslaser im bestrahlten Material induzieren. Die Laser-Materie-Wechselwirkung bei der Einzel- und Doppelpulsmaterialbearbeitung wird dabei über den vom Material absorbierten Energieanteil definiert und über die Tiefe, in welcher diese Energie deponiert wird. Diese Kenngrößen – die absolute transiente Absorption und die absolute transiente optische Eindringtiefe – sind experimentell noch weitgehend unerforscht. Zur Berechnung dieser optischen Kenngrößen muss die transiente dielektrische Funktion beziehungsweise der daraus ableitbare transiente komplexe Brechungsindex  $N = n - ik$  des bestrahlten Materials bekannt sein.

In dieser Arbeit wurde daher ein einzigartiges **Pump-Probe-Ellipsometer** (PPE) entwickelt, welches den transienten komplexen Brechungsindex von laserbestrahlten Materialien mit ultrakurzer Zeitauflösung vermessen kann. Die maximal vermessbare Zeitverzögerung beträgt 1 ns. Das PPE wurde so ausgelegt, dass Messreihen sowohl bei Fluenzen unterhalb der Ablationsschwellfluenz als auch im Bereich für irreversible Materialmodifikation oberhalb der Ablationsschwellfluenz durchgeführt werden können, wie sie für die industrielle Lasermaterialbearbeitung verwendet werden. Dazu wurde die Messprozedur so konzipiert, dass jeweils jeder Laserpuls auf eine unprozessierte Stelle auf der Probe fokussiert wird. Dies ist erforderlich, da das bestrahlte Material durch jeden Laserpuls irreversibel modifiziert – also aufgeschmolzen oder ablatiert – wird und dadurch die Wechselwirkung mit einem weiteren Puls, welcher dieselbe Stelle bestrahlt, beeinflusst wäre. Dementsprechend wurde auch die Auswertemethodik so entwickelt, dass einzelne Probe-Pulse detektiert und analysiert werden. Die so gemessenen ellipsometrischen Winkel  $\Psi$  und  $\Delta$ , aus denen der transiente komplexe Brechungsindex berechnet werden kann, weisen auf dem in dieser Arbeit untersuchten Aluminium einen systematischen Fehler der initialen Werte von  $\Delta\Psi < 1\%$  beziehungsweise  $\Delta\Delta = 1,4\%$  im Vergleich mit einem

kommerziellen Ellipsometer auf (Tabelle 4.1). Dies entspricht einer Abweichung von  $\Delta n = 8,3\%$  beziehungsweise  $\Delta k = 6,0\%$ . Die Schwankung einzelner Messpunkte innerhalb einer zeitaufgelösten Messung (statistische Fehler) wurde für beide Größen zu jeweils  $0,2\%$  bestimmt (Tabelle 4.1), was  $\Delta n < 6,8\%$  beziehungsweise  $\Delta k < 1,1\%$  entspricht. Die Fehler sind hierbei kleiner als die zu vermessende Signaländerung, welche für  $n$  abhängig von der verwendeten Fluenz innerhalb der ersten  $20\text{ ps}$  zwischen  $20\%$  (bei  $0,75 F_{thr}$ ) und  $67\%$  (bei  $2,5 F_{thr}$ ) beträgt (Bild 5.8). Für  $k$  beträgt die Signaländerung analog zwischen  $15\%$  und  $53\%$ . Das PPE liefert demnach hinreichend genaue Ergebnisse der transienten optischen Eigenschaften des in dieser Arbeit untersuchten laserbestrahlten Aluminiums.

Das PPE wurde genutzt, um den transienten komplexen Brechungsindex von Aluminium während und nach der Bestrahlung mit einem ultrakurzen **Lasereinzelpuls** zu bestimmen. Aufgrund der einfachen Bandstruktur von Aluminium treten im Messsignal keine Einflüsse von elektronischen Bandübergängen auf. Änderungen in  $N$  konnten somit ausschließlich thermischen und mechanischen Vorgängen zugeordnet werden. Eine initiale Änderung des komplexen Brechungsindex im bestrahlten Al wurde auf das ultraschnelle Aufheizen und Aufschmelzen des Materials innerhalb der ersten Pikosekunden nach dem Pulsauftreffen zurückgeführt. Eine anhand der PPE-Daten experimentell validierte hydrodynamische Simulation ergab dazu eine Zunahme der Gittertemperatur auf die Schmelztemperatur bereits während der Pulseinkopplung (Bild 7.1 links). Dies legt den Schluss nahe, dass der Schmelzübergang bereits zu diesem Zeitpunkt stattfindet und

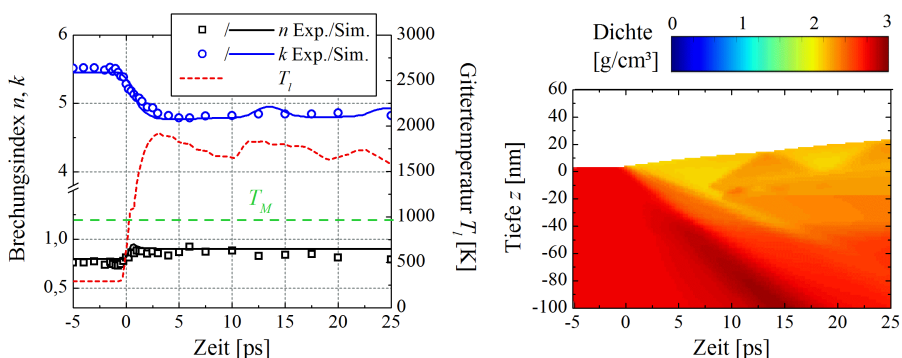


Bild 7.1: Links: Experimentell und simulativ ermittelter komplexer Brechungsindex  $N = n - ik$  von laserbestrahltem Al bei  $0,75 F_{thr}$  und sich daraus ergebende Gittertemperatur. Rechts: Aus Hydrodynamiksimulation berechnete entsprechende Dichteverteilung.

thermischer Natur ist. Dies steht im Widerspruch zu veröffentlichten Ergebnissen, wonach der Schmelzübergang frühestens 1,5 bis 2 ps nach dem Pulsauftreffen stattfindet [67]. Mittels der Kombination von PPE-Experimenten und hydrodynamischen Simulationen konnte zudem eine ultraschnelle Materialexpansion identifiziert werden, welche mit dem Pulsauftreffen startet und das Material mit einer Geschwindigkeit von bis zu 1500 m/s aufwölbt (Bild 7.1 rechts). Diese thermischen und mechanischen Effekte führen dazu, dass die mittels PPE gemessene Absorption und auch die optische Eindringtiefe des Aluminiums während und nach dem Pulsauftreffen ansteigen. In der Literatur wird jedoch von einer reduzierten effektiven Energieeindringtiefe bei längeren Pulsdauern berichtet, welche sich aus einer energetischen Betrachtung des Abtragsprozesses ergibt [85]. Dieser entgegengesetzte Verlauf von optischer und effektiver Eindringtiefe und generell die Auswirkungen der ermittelten transienten optischen und mechanischen Materialeigenschaften auf die Energieeinkopplung von zeitverzögert auf das Material auftreffender Laserstrahlung, wurde anhand von Doppelpulsexperimenten mit ultrakurzem Pulsabstand weiter analysiert. Ein solcher Doppelpuls kann dabei in erster Näherung auch als Einzelpuls gleicher Gesamtenergie betrachtet werden, dessen Pulslänge dem Pulsabstand des Doppelpulses entspricht [97].

Bei der Materialbearbeitung mit **Laserdoppelpulsen** mit ultrakurzem Pulsabstand ist dabei bekannt, dass der zweite Teilpuls in einer Plasma- oder Partikelwolke absorbiert werden kann, welche durch den ersten Teilpuls erzeugt wurde, insofern dieser eine Fluenz oberhalb der Ablationsschwellfluenz aufweist [17]. Dies führt zu einer verminderten Abtragstiefe und -effizienz, welche sogar unter das Niveau eines Einzelpulses mit halber Gesamtenergie fallen kann [97]. In dieser Arbeit wurden erstmals Doppelpulsexperimente mit einem ersten Teilpuls einer Fluenz unterhalb der Ablationsschwellfluenz durchgeführt, um so die Auswirkungen der gemessenen transienten optischen Eigenschaften auf den Materialabtrag unabhängig von Plasma- oder Partikelabschirmungen zu erforschen. Wie aus den PPE-Daten hervorgeht, präpariert ein solcher Puls das bestrahlte Material in der Form, dass es eine erhöhte Absorption (z.B. +55 % nach 10 ps) und eine erhöhte optische Eindringtiefe (z.B. +20 % nach 10 ps) für einen zweiten zeitverzögerten Puls aufweist (Bild 6.4), was auf eine erhöhte Abtragstiefe schließen ließe (Gleichung (2.21)). Analog zu den Doppelpulsexperimenten mit einem ersten Puls oberhalb der Ablationsschwellfluenz und zu Versuchen mit längeren Pulsdauern [85] wurde jedoch auch hier eine verminderte Abtragstiefe und -effizienz mit zunehmender Pulsverzögerung

gemessen (z.B.  $-9,5\%$  bei 10 ps Pulsabstand siehe Bild 6.6). In dieser Arbeit konnte also gezeigt werden, dass eine verminderte Ablationseffizienz nicht durch eine reduzierte optische Eindringtiefe begründet werden kann. Um die verminderte Ablationseffizienz trotz erhöhter Absorption und optischer Eindringtiefe des zweiten Pulses zu erklären, wurde das folgende Modell diskutiert: Beim Auftreffen des zweiten Pulses ist die optische Eindringtiefe und die Absorption des Materials zwar erhöht (siehe oben), dieses hat sich jedoch zum einen bereits aufgewölbt ( $\approx 15$  nm nach 10 ps siehe Bild 7.1) und zum anderen führt dessen Erwärmung zu einer reduzierten elektronischen Eindringtiefe [95]. Die reduzierte elektronische Eindringtiefe zusammen mit der Aufwölbung führen trotz der erhöhten optischen Eindringtiefe dann, wie in Abschnitt 6.2.3 erläutert, zu einer reduzierten effektiven Energieeindringtiefe ( $d_{eff} = 70$  nm). Dies ist schematisch im unteren Teil von Bild 6.8 dargestellt. Außerdem wird in dem Modell davon ausgegangen, dass bei der Doppelpulsbearbeitung im Vergleich zur Einzelpulsbearbeitung an der Abtragsschwelle mehr Energie pro Volumenelement benötigt wird, um Material abzutragen ( $9,9$  J/mm<sup>3</sup> bzw.  $7,8$  J/mm<sup>3</sup>), da sich der Zustand des Druckeinschlusses mit zunehmender Pulsverzögerung abschwächt. Bei der Einzelpulsbearbeitung wird hingegen die gesamte Energie in einem minimalen Zeitintervall und Absorptionsvolumen deponiert und so durch maximalen Druckaufbau der maximale Abtrag erzielt (Bild 6.8 oben). Im untersuchten Zeitbereich weist demnach ein Einzelpuls immer eine höhere Ablationseffizienz auf als ein Doppelpuls oder als ein Einzelpuls mit größerer Pulslänge.

Die erzielten Ergebnisse und die daraus gewonnenen Erkenntnisse zeigen, dass die Pump-Probe-Ellipsometrie eine hervorragende Methode darstellt, ultraschnelle transiente Prozesse bei der Lasermaterialbearbeitung zu untersuchen und zu verstehen. Die Erkenntnisse helfen dabei, den Laser als Werkzeug zur Materialbearbeitung optimal einzusetzen und effizientesten Materialabtrag durch geringen Energieeinsatz zu generieren.

## 8 Summary

Ultrashort pulsed lasers have gained widespread use in laser material processing applications, as they enable precise ablation due to their highly efficient energy deposition and low thermal damage. Recent investigations using double laser pulses for metal ablation with temporal spacing in the region of a few picoseconds (ps) have shown that the laser ablation efficiency decreases for the subsequent pulse in the laser pulse train, when the pulse separation is greater than approximately 5 – 10 ps. In order to understand this process the interaction between the ultrashort laser pulse and the metal must be understood. The early stage transient material properties and material motion can be analyzed using pump-probe ellipsometry (PPE). This method allows the calculation of the transient complex refractive index  $N = n - ik$  in ultrashort timescales. Thereby, the extinction coefficient  $k$  also includes information on the optical penetration depth of the irradiated material.

In this work, a unique PPE setup is developed enabling the measurement of the transient complex refractive index at fluences below and above the threshold fluences for irreversible material modification and ablation. The correct functionality of the PPE setup is thoroughly tested. By examining the transient change in the complex refractive index and by using these experimental values to validate a corresponding hydrodynamic simulation the ablation dynamics of aluminum (Al) are investigated in detail. A rapid increase of the refraction index  $n$  and a parallel fall in the extinction coefficient  $k$  within a few picoseconds after irradiation is measured. This behaviour is caused by ultrafast heating and melting of the Al. The lattice temperature reaches the melting temperature already during the pump-pulse impact what suggests that this ultrafast melting transition is of thermal nature. Additionally, the material density decreases in the irradiated volume and bulges with a velocity of about 1500 m/s caused by the high pressure build-up induced by the femtosecond pulse.

These single pulse results are discussed in terms of the impact for double pulse laser ablation of metals. To avoid particle or plasma shielding, double

pulse measurements are also carried out at fluences of the first pulse below the ablation threshold fluence. It is found that the optical parameters change induced by the first pulse can not solely cause the efficiency decrease in double pulse laser processing. A model also taking into account the material bulging, a decreased electronic penetration depth and a reduced stress confinement is being set up to explain the efficiency decrease.

# Anhang

## A) Herleitung komplexer Brechungsindex

Der komplexe Brechungsindex  $N$  in Metallen hat seinen Ursprung in den Maxwell-Gleichungen (MG) [175].

$$\text{MG1: Gaußsches Gesetz} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (8.1)$$

$$\text{MG2: Keine magnetischen Monopole} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (8.2)$$

$$\text{MG3: Induktionsgesetz} \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (8.3)$$

$$\text{MG4: Ampèresches Gesetz} \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (8.4)$$

Darin bezeichnet  $\vec{E}$  die elektrische Feldstärke,  $\vec{D}$  die elektrische Flussdichte,  $\vec{H}$  die magnetische Feldstärke und  $\vec{B}$  die magnetische Flussdichte.  $\rho$  stellt die Ladungsdichte und  $\vec{j}$  die Stromdichte dar.

Wie in der folgenden Herleitung von Gleichung (8.5) gezeigt ist, bildet man zur Herleitung des komplexen Brechungsindex zunächst die Rotation des Induktionsgesetzes (MG3) und formt die resultierende Gleichung mittels der Graßmann-Identität um. Zudem wird die magnetische Flussdichte  $\vec{B}$  durch  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  ersetzt.  $\mu_0$  ist die Permeabilität in Vakuum. Auf das Ergebnis wird das Gaußsche Gesetz (MG1) und das Ampèresche Gesetz (MG4) angewandt. Die Stromdichte  $\vec{j}$  wird durch  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$  (ohmsches Gesetz) und die dielektrische Verschiebung  $\vec{D}$  durch  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$  ersetzt, wobei  $\sigma$  die elektrische Leitfähigkeit darstellt.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad | \text{Rotation}$$

$$\vec{\nabla} \times \left( \vec{\nabla} \times \vec{E} \right) = \vec{\nabla} \times \left( -\frac{d\vec{B}}{dt} \right) \quad | \text{Graßmann-Identität}$$

$$\vec{\nabla} \left( \vec{\nabla} \cdot \vec{E} \right) - \vec{E} \left( \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \right) = -\mu_0 \frac{d}{dt} \left( \vec{\nabla} \times \vec{H} \right) \quad | \text{MG1 und MG4}$$

$$0 - \Delta \vec{E} = -\mu_0 \frac{d}{dt} \left( \vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt} \right) \quad | \vec{j} = \sigma \vec{E} \text{ und } \vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \sigma \frac{d}{dt} \vec{E} + \mu_0 \varepsilon \frac{d^2}{dt^2} \vec{E} \quad (8.5)$$

Eine Lösung der sich ergebenden partiellen Differentialgleichung (8.5), welche auch inhomogene Wellengleichung genannt wird, stellt die ebene Welle in der Form

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \kappa z)} \quad (8.6)$$

dar. Die Wellenzahl ist dabei als  $\kappa$  geschrieben, um eine Verwechslung mit dem Imaginärteil des komplexen Brechungsindex  $k$  zu vermeiden. Durch Einsetzen der Wellengleichung in Gleichung (8.5) und Auflösen erhält man den folgenden Ausdruck für  $\kappa$ . Dieser kann durch Ersetzen der reellen Permittivität  $\varepsilon$  durch eine komplexe Permittivität  $\varepsilon_e$  [175] und durch Einsetzen der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c_0$  als

$$\begin{aligned} \kappa &= \sqrt{\omega^2 \mu_0 \left( \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega} \right)} & | \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega} =: \varepsilon_e \\ &= \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_e} & | \varepsilon_e = \varepsilon_0 \varepsilon_r; \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} = \frac{1}{c_0} \\ &= \frac{\omega \sqrt{\varepsilon_r}}{c_0} \end{aligned} \quad (8.7)$$

geschrieben werden.  $\varepsilon_r$  ist dabei die relative Permittivität, welche in Metallen nach Gleichung (8.7) eine komplexe Größe darstellt und als  $\varepsilon_r = \varepsilon_R + i \varepsilon_I$  geschrieben werden kann.  $\varepsilon_0$  ist die elektrische Feldkonstante. Gleichung (8.7) wird als Dispersionsrelation bezeichnet. In Vakuum ist darin die relative Permittivität  $\varepsilon_r = 1$ . Somit breitet sich eine Welle mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c_0$  aus. In Materie verringert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit um den Faktor  $\sqrt{\varepsilon_r}$ , welcher als Brechungsindex  $N$  definiert wird [119]. Der komplexe Brechungsindex  $N$  definiert sich danach als die Wurzel der relativen Permittivität  $\varepsilon_r$ :

$$\sqrt{\varepsilon_r} =: N = n - ik. \quad (8.8)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (8.8) in Gleichung (8.7) und Auflösen nach  $N^2$  ergibt sich:

$$N^2 = \frac{c_0^2 \omega^2 \mu_0 \left( \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega} \right)}{\omega^2} \quad (8.9)$$

Mit den Beziehungen  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$  und  $\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} = 1/c_0$  sowie  $\sigma = \sigma_0 / (1 + i\omega\tau)$  [175] folgt:

$$N^2 = 1 - \frac{\sigma_0 \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2) \varepsilon_0} - i \frac{\sigma_0}{(1 + \omega^2 \tau^2) \varepsilon_0 \omega} \quad (8.10)$$

Ein Koeffizientenvergleich mit  $N^2 = n^2 - 2ink - k^2$  ergibt

$$1) \quad n^2 - k^2 = 1 - \frac{\sigma_0 \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2) \epsilon_0} = \epsilon_R \quad \text{und} \quad (8.11)$$

$$2) \quad 2nk = \frac{\sigma_0}{(1 + \omega^2 \tau^2) \epsilon_0 \omega} = \epsilon_I. \quad (8.12)$$

Für die Niedrigfrequenzleitfähigkeit  $\sigma_0 = 0$  folgt aus Gleichung (8.12), dass solange  $n \neq 0$  ist  $k = 0$  gelten muss. Gleichung (8.11) vereinfacht sich dann zu der bekannten Form  $n^2 = \epsilon_r = \epsilon_R$ . Erst bei einer Leitfähigkeit von  $\sigma_0 \neq 0$  wird demnach der Brechungsindex komplex [176].

## B) Herleitung Drude-Gleichungen

Zur Herleitung der Drude-Gleichungen (2.7) wird zunächst das allgemeinere Lorentz-Modell betrachtet. Darin wird davon ausgegangen, dass ein auf ein Atom wirkendes elektrisches Feld  $E(t)$  eine Verschiebung der Elektronen verursacht, welche an den Atomkern gebunden sind. Die Anbindung der Elektronen an den Atomkern wird dabei analog zu einer kleinen Masse (Elektron) angenommen, welche durch eine Feder der Federkonstante  $\kappa_F = \omega_0^2 m_e$  [27] mit einer deutlich größeren Masse (Atomkern) verbunden ist.  $\omega_0$  ist dabei die Eigenfrequenz des Oszillators. Die Auslenkung der Elektronen durch das elektrische Feld kann durch folgende Bewegungsgleichung beschrieben werden [175]:

$$m_e \frac{d^2}{dt^2} \vec{x}(t) + m_e \gamma \frac{d}{dt} \vec{x}(t) + m_e \omega_0^2 \vec{x}(t) = e \vec{E}(t), \quad (8.13)$$

wobei  $\gamma$  einen Reibungsbeiwert und  $e$  die Elementarladung bezeichnet. Der erste Term stellt die Beschleunigung des Elektrons durch das elektrische Feld dar, der zweite Term entspricht einem Reibungsterm, welcher proportional zur Geschwindigkeit  $\frac{d}{dt} \vec{x}(t)$  des Elektrons ist. Der dritte Term beschreibt die Rückstellkraft, welche nach dem Hookeschen Gesetz auf das Elektron wirkt.

Eine Verschiebung der Elektronen um den Atomkern bewirkt eine Polarisation, welche als  $\vec{P}(t) = Ne \vec{x}(t)$  ermittelt wird, wobei  $N$  die Ladungsdichte ist. Außerdem gilt für ein oszillierendes elektrisches Feld der Form  $\vec{E}(t) = \vec{E} e^{i\omega t}$ , dass sich  $\vec{P}(t)$  zu  $\vec{P}(t) = \vec{P} e^{i\omega t}$  ergibt. Gleichung (8.13) schreibt sich dann als

$$(-\omega^2 + i\gamma\omega + \omega_0^2) \vec{P} = N \frac{e^2}{m_e} \vec{E}. \quad (8.14)$$

Unter Zuhilfenahme der Umformungen  $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$  und  $1 + \chi = \varepsilon_r$  lässt sich diese Gleichung als

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (8.15)$$

umformen. Durch konjugiert komplexe Multiplikation und einen Koeffizientenvergleich des Ergebnisses mit  $\varepsilon_r = \varepsilon_R + i\varepsilon_I$  folgt:

$$\varepsilon_R = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_e} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2} \quad \varepsilon_I = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_e} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2} \quad (8.16)$$

Im Gegensatz zu beispielsweise Dielektrika, in denen die Elektronen an einen Atomkern gebunden sind und welche demnach durch den im Vorangegangenen erläuterten Lorentz-Formalismus beschrieben werden, sind Leitungsbandelektronen in Metallen frei beweglich. Dem Drude-Modell nach sind sie nicht an einen bestimmten Atomkern gebunden und erfahren demnach bei ihrer Auslenkung keine Rückstellkraft. Die Federkonstante  $\kappa_F$  und somit die Eigenfrequenz  $\omega_0$  ist somit Null ( $\kappa_F = \omega_0 = 0$ ). Damit entfällt bei der Beschreibung eines metallischen Werkstoffs der dritte Term in Gleichung (8.13). In den Gleichungen (8.16) kann ebenfalls  $\omega_0 = 0$  gesetzt werden. Mit Gleichung 2.8 für die Plasmafrequenz  $\omega_p = \sqrt{Ne^2/(\varepsilon_0 m_e)}$  und unter Verwendung der Stoßzeit  $\tau$ , welche den Kehrwert des Reibungsbeiwertes  $\gamma = 1/\tau$  darstellt, ergeben sich die im Stand der Technik angegebenen Gleichungen (2.7):

$$\varepsilon_R = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \varepsilon_I = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (8.17)$$

Die Plasmafrequenz kann alternative auch als  $\omega_p = \sqrt{\sigma_0/(\varepsilon_0 \tau)}$  geschrieben werden [175]. Durch Einsetzen in die Gleichungen (8.17) ergeben sich die Gleichungen (8.11) und (8.12).

## C) Herleitung Ellipsometrie-Gleichungen

Der Polarisationszustand von Licht in ellipsometrischen Messsystemen kann mit Hilfe von Jones-Matrizen beschrieben werden [34]. In der Jones-Notation wird die in dieser Arbeit verwendete Konfiguration des rotierenden Analysators als

$$\mathbf{L}_{Det} = \mathbf{AR}(A)\mathbf{SR}(-P)\mathbf{PL}_{in} \quad (8.18)$$

ausgedrückt [119].  $\mathbf{L}_{in}$  bezeichnet dabei das einfallende Licht,  $\mathbf{S}$  die Probe und  $\mathbf{L}_{Det}$  das Licht, welches auf den Detektor trifft.  $\mathbf{P}$  und  $\mathbf{A}$  stellen den Polarisator beziehungsweise den Analysator dar. Mit  $\mathbf{R}$  werden Rotationsmatrizen bezeichnet, welche das Koordinatensystem in negativer Richtung um den Polarisatorwinkel  $-P$  beziehungsweise um den Analysatorwinkel drehen  $A$ .

Um die Schreibweise der verwendeten Jones-Matrizen einfach zu halten, wird das Koordinatensystem also zunächst so gewählt, dass das einfallende Licht in der Transmissionsachse des Polarisators polarisiert ist. Nach dem Durchgang durch den Polarisator wird das Koordinatensystem durch  $\mathbf{R}(-P)$  gedreht, sodass die x- und y-Achsen des Koordinatensystems mit der s- und p-Polarisationsrichtung übereinstimmen. Nach der Reflektion von der Probe wird das Koordinatensystem durch  $\mathbf{R}(A)$  auf die Transmissionachse des Analysators ausgerichtet. In Matrizen-Schreibweise ergibt sich Gleichung (8.18) zu

$$\begin{bmatrix} E_A \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos A & \sin A \\ -\sin A & \cos A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin \Psi e^{i\Delta} & 0 \\ 0 & \cos \Psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos P & -\sin P \\ \sin P & \cos P \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (8.19)$$

Das auf dem Detektor auftreffende elektrische Feld  $E_A$  berechnet sich demnach zu

$$E_A = \cos P \cos A \sin \Psi e^{i\Delta} + \sin P \sin A \cos \Psi \quad (8.20)$$

und die gemessene Intensität  $I$  zu

$$\begin{aligned} I &= |E_A|^2 \\ &= I_0 [(1 - \cos 2P \cos 2\Psi) + (\cos 2P - \cos 2\Psi) \cos 2A + (\sin 2P \sin 2\Psi \cos \Delta) \sin 2A] \end{aligned} \quad (8.21)$$

In der üblichen Messkonfiguration, in welcher  $P = 45^\circ$  gewählt wird, vereinfacht sich Gleichung (8.21) zu

$$I = I_0 (1 - \cos 2\Psi \cos 2A + \sin 2\Psi \cos \Delta \sin 2A), \quad (8.22)$$

was mit den Substitutionen  $\alpha = -\cos 2\Psi$  und  $\beta = \sin 2\Psi \cos \Delta$  die in dieser Arbeit bei der Datenauswertung verwendeten Gleichungen (2.28), (2.29) und (2.30) (mit  $|\tan P| = |\tan 45^\circ| = 1$ )

$$\Psi = \arctan \left( \sqrt{\frac{1+\alpha}{1-\alpha}} \right) \quad (8.23)$$

$$\Delta = \arccos \left( \frac{\beta}{\sqrt{1-\alpha^2}} \right) \quad (8.24)$$

$$I = I_0(1 + \alpha \cos 2A + \beta \sin 2A) \quad (8.25)$$

liefert.

## Literaturverzeichnis

- [1] Chichkov, B. N., Momma, C., Nolte, S., von Alvensleben, F. und Tünnermann, A.: *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*. Applied Physics A, 63(2):109–115, 1997.
- [2] Lopez, J., Kling, R., Torres, R., Lidolff, A., Delaigue, M., Ricaud, S., Hönninger, C. und Mottay, E.: *Comparison of picosecond and femtosecond laser ablation for surface engraving of metals and semiconductors*. Proceedings of SPIE, Seite 82430O, 2012.
- [3] Hennig, G., Selbmann, K. H. und Brockelt, A.: *Laser engraving in gravure industry*. Proceedings of SPIE, 6157, 2005.
- [4] Ancona, A., Röser, F., Rademaker, K., Limpert, J., Nolte, S. und Tünnermann, A.: *High speed laser drilling of metals using a high repetition rate, high average power ultrafast fiber CPA system*. Optics Express, 16(12):8958, 2008.
- [5] Hermann, S., Harder, N. P., Brendel, R., Herzog, D. und Haferkamp, H.: *Picosecond laser ablation of SiO<sub>2</sub> layers on silicon substrates*. Applied Physics A, 99(1):151–158, 2010.
- [6] Heise, G., Englmaier, M., Hellwig, C., Kuznicki, T., Sarrach, S. und Huber, H. P.: *Laser ablation of thin molybdenum films on transparent substrates at low fluences*. Applied Physics A, 102(1):173–178, 2011.
- [7] Preuss, S., Demchuk, A. und Stuke, M.: *Sub-picosecond UV laser ablation of metals*. Applied Physics A, 61(1):33–37, 1995.
- [8] Neuenschwander, B., Jaeggi, B., Schmid, M., Rouffange, V., Martin, P. E., Hennig, G., Xu, X., Gu, B. und Nakata, Y.: *Optimization of the volume ablation rate for metals at different laser pulse-durations from ps to fs*. Proceedings of SPIE, 8243, 2012.

- [9] König, J., Nolte, S. und Tünnermann, A.: *Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses*. Optics Express, 13(26):10597, 2005.
- [10] Von Der Linde, D., Sokolowski-Tinten, K. und Bialkowski, J.: *Laser-solid interaction in the femtosecond time regime*. Applied Surface Science, 109-110:1-10, 1997.
- [11] Mingareev, I. und Horn, A.: *Melt dynamics of aluminum irradiated with ultrafast laser radiation at large intensities*. Journal of Applied Physics, 106(1):13513, 2009.
- [12] Domke, M., Rapp, S., Schmidt, M. und Huber, H. P.: *Ultra-fast movies of thin-film laser ablation*. Applied Physics A, 109(2):409-420, 2012.
- [13] Rethfeld, B., Sokolowski-Tinten, K., Von Der Linde, D. und Anisimov, S. I.: *Timescales in the response of materials to femtosecond laser excitation*. Applied Physics A, 79(4-6):767-769, 2004.
- [14] Feynman, R. P., Leighton, R. B. und Sands, M.: *Lectures on Physics*. Addison-Wesley Publishing Company, 1964.
- [15] Schmid, M., Zehnder, S., Schwaller, P., Neuenschwander, B., Zürcher, J. und Hunziker, U.: *Measuring the complex refractive index of metals in the solid and liquid state and its influence on the laser machining*. Proceedings of SPIE, 8607, 2013.
- [16] Frankel, M. Y.: *Optimization of a femtosecond ellipsometer for gold photorefectance studies*. Optics Letters, 19(16):1252-1255, 1994.
- [17] Semerok, A. und Dutouquet, C.: *Ultrashort double pulse laser ablation of metals*. Thin Solid Films, 453-454:501-505, 2004.
- [18] Roberts, D. E., Du Plessis, A. und Botha, L. R.: *Femtosecond laser ablation of silver foil with single and double pulses*. Applied Surface Science, 256(6):1784-1792, 2010.
- [19] Povarnitsyn, M. E., Fokin, V. B., Levashov, P. R. und Itina, T. E.: *Molecular dynamics simulation of subpicosecond double-pulse laser ablation of metals*. Physical Review B, 92(17):232, 2015.
- [20] Palik, E. D. und Ghosh, G.: *Handbook of optical constants of solids*. Academic, London, 1997, ISBN 012544415X.

- [21] Drude, P.: *Zur Elektronentheorie der Metalle*. Annalen der Physik, 306(3):566–613, 1900.
- [22] Rakić, A. D.: *Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminum*. Applied Optics, 34(22):4755–4767, 1995.
- [23] Reider, G. A.: *Photonik: Eine Einführung in die Grundlagen*. Springer, Vienna, 3. Auflage, 2012, ISBN 3709115205.
- [24] Vial, A. und Laroche, T.: *Description of dispersion properties of metals by means of the critical points model and application to the study of resonant structures using the FDTD method*. Journal of Physics D, 40(22):7152–7158, 2007.
- [25] Milchberg, H.M., Freeman, R.R., Davey, S.C. und More, R.M.: *Resistivity of a simple metal from room temperature to 106 K*. Physical Review Letters, 61(20):2364–2367, 1988.
- [26] Bennett, H. E., Silver, M. und Ashley, E. J.: *Infrared Reflectance of Aluminum Evaporated in Ultra-High Vacuum*. Journal of the Optical Society of America, 53(9):1089, 1963.
- [27] Wooten, F.: *Optical Properties of Solids*. Academic Press handbook series. Academic Press, New York, nachgedruckte Auflage, 1972, ISBN 978-1483207339.
- [28] Ehrenreich, H., Philipp, H. R. und Segall, B.: *Optical Properties of Aluminum*. Physical Review, 132(5):1918–1928, 1963.
- [29] Leng, J., Opsal, J., Chu, H., Senko, M. und Aspnes, D. E.: *Analytic representations of the dielectric functions of materials for device and structural modeling*. Thin Solid Films, 313-314:132–136, 1998.
- [30] Verleur, H. W.: *Determination of Optical Constants from Reflectance or Transmittance Measurements on Bulk Crystals or Thin Films*. Journal of the Optical Society of America, 58(10):1356, 1968.
- [31] Ren, Y., Chen, J. K. und Zhang, Y.: *Optical properties and thermal response of copper films induced by ultrashort-pulsed lasers*. Journal of Applied Physics, 110(11):113102, 2011.
- [32] Etchegoin, P. G., Le Ru, E. C. und Meyer, M.: *An analytic model for the optical properties of gold*. The Journal of Chemical Physics, 125(16):164705, 2006.

- [33] Hecht, E.: *Optics*. Addison-Wesley, Reading, Mass., 4. Auflage, 2002, ISBN 9780321188786.
- [34] Azzam, R. M. A. und Bashra, N. M.: *Ellipsometry and polarized light*. North-Holland publishing company, Amsterdam, 1977.
- [35] Rethfeld, B., Kaiser, A., Vicanek, M. und Simon, G.: *Ultrafast dynamics of nonequilibrium electrons in metals under femtosecond laser irradiation*. Physical Review B, 65(21), 2002.
- [36] Lin, Z., Zhigilei, L. V. und Celli, V.: *Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium*. Physical Review B, 77(7), 2008.
- [37] Hohlfeld, J., Wellershoff, S. S., Guedde, J., Conrad, U., Jaehnke, V. und Matthias, E.: *Electron and lattice dynamics following optical excitation of metals*. Chemical Physics, 251(1-3):237–258, 2000.
- [38] Winter, J., Rapp, S., Schmidt, M. und Huber, H. P.: *Ultrafast laser processing of copper: A comparative study of experimental and simulated transient optical properties*. Applied Surface Science, 417:2–15, 2017.
- [39] Kittel, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, München, 15., unveränderte Auflage, 2013, ISBN 3486597558.
- [40] Ibach, H. und Lüth, H.: *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*. Springer-Lehrbuch. Springer-Verlag, Berlin, 7. Auflage, 2009, ISBN 3540857958.
- [41] Wellershoff, S. S., Hohlfeld, J., Gütde, J. und Matthias, E.: *The role of electron-phonon coupling in femtosecond laser damage of metals*. Applied Physics A, 69(7), 1999.
- [42] Sokolowski-Tinten, K., Bialkowski, J., Cavalleri, A., Von Der Linde, D., Oparin, A., Meyer-Ter-Vehn, J. und Anisimov, S. I.: *Transient states of matter during short pulse laser ablation*. Physical Review Letters, 81(1):224–227, 1998.
- [43] Anisimov, S. I., Inogamov, N. A., Petrov, Y. V., Khokhlov, V. A., Zhakhovskii, V. V., Nishihara, K., Agranat, M. B., Ashitkov, S. I. und Komarov, P. S.: *Interaction of short laser pulses with metals at moderate intensities*. Applied Physics A, 92(4):939–943, 2008.

- [44] Bévillon, E., Colombier, J. P., Recoules, V. und Stoian, R.: *Free-electron properties of metals under ultrafast laser-induced electron-phonon nonequilibrium: A first-principles study*. Physical Review B, 89(11), 2014.
- [45] Anisimov, S. I., Kapeliovich, B. L. und Perelman, T. L.: *Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort pulses*. Soviet Physics JETP, 39(2):375, 1974.
- [46] Ivanov, D. S., Kuznetsov, A. I., Lipp, V. P., Rethfeld, B., Chichkov, B. N., Garcia, M. E. und Schulz, W.: *Short laser pulse nanostructuring of metals: Direct comparison of molecular dynamics modeling and experiment*. Applied Physics A, 111(3):675–687, 2013.
- [47] Anisimov, S. I. und Rethfeld, B.: *Theory of ultrashort laser pulse interaction with a metal*. Proceedings of SPIE, 3093:192–203, 1997.
- [48] Wellershoff, S. S.: *Untersuchung zur Energierelaxationsdynamik in Metallen nach Anregung mit ultrakurzen Laserpulsen*. Band 232 der Reihe Dissertation.de, als gedr. Auflage, Berlin, 2000, ISBN 9783898251327.
- [49] Sotrop, J., Kersch, A., Domke, M., Heise, G. und Huber, H. P.: *Numerical simulation of ultrafast expansion as the driving mechanism for confined laser ablation with ultra-short laser pulses*. Applied Physics A, 113(2):397–411, 2013.
- [50] Eidmann, K., Meyer-Ter-Vehn, J., Schlegel, T. und Hüller, S.: *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter*. Physical Review E, 62(1B):1202–1214, 2000.
- [51] Rethfeld, B., Kaiser, A., Vicanek, M. und Simon, G.: *Femtosecond laser-induced heating of electron gas in aluminium*. Applied Physics A, 69(S1):S109–S112, 1999.
- [52] Turnbull, D.: *Phase Changes*. In: Seitz, Frederick und Turnbull, David (Herausgeber): *Solid state physics*, Band 3 der Reihe *Solid State Physics*, Seiten 225–306. Academic Press, New York, 1956, ISBN 9780126077032.
- [53] Fabricius, N., Hermes, P., Linde, D. von der, Pospieszczyk, A. und Stritzker, B.: *Observation of superheating during picosecond laser melting*. Solid State Communications, 58(4):239–242, 1986.
- [54] Ivanov, D. S. und Zhigilei, L. V.: *Kinetic limit of heterogeneous melting in metals*. Physical Review Letters, 98(19):195701, 2007.

- [55] Zhigilei, L. V. und Garrison, B. J.: *Microscopic mechanisms of laser ablation of organic solids in the thermal and stress confinement irradiation regimes*. Journal of Applied Physics, 88(3):1281, 2000.
- [56] Zhigilei, L. V. und Garrison, B. J.: *Molecular dynamics simulation study of the fluence dependence of particle yield and plume composition in laser desorption and ablation of organic solids*. Applied Physics Letters, 74(9):1341–1343, 1999.
- [57] Leveugle, E., Ivanov, D. S. und Zhigilei, L. V.: *Photomechanical spallation of molecular and metal targets: Molecular dynamics study*. Applied Physics A, 79(7):1643–1655, 2004.
- [58] Zhigilei, L. V., Lin, Z. und Ivanov, D. S.: *Atomistic modeling of short pulse laser ablation of metals: Connections between melting, spallation, and phase explosion*. The Journal of Physical Chemistry C, 113(27):11892–11906, 2009.
- [59] Kuchling, H.: *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverl. Leipzig im Carl-Hanser-Verlag, München, 20. Auflage, 2011, ISBN 3446424571.
- [60] Lin, Z., Leveugle, E., Bringa, E. M. und Zhigilei, L. V.: *Molecular Dynamics Simulation of Laser Melting of Nanocrystalline Au*. The Journal of Physical Chemistry C, 114(12):5686–5699, 2010.
- [61] Rethfeld, B., Sokolowski-Tinten, K., Von Der Linde, D. und Anisimov, S.: *Ultrafast thermal melting of laser-excited solids by homogeneous nucleation*. Physical Review B, 65(9), 2002.
- [62] Sundaram, S. K. und Mazur, E.: *Inducing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses*. Nature Materials, 1(4):217–224, 2002.
- [63] Siders, C. W., Cavalleri, A., Sokolowski-Tinten, K., Toth, Cs., Guo, T., Kammler, M., Horn Von Hoegen, M., Wilson, K. R., Von Der Linde, D. und Barty, C.P.J.: *Detection of nonthermal melting by ultrafast x-ray diffraction*. Science, 286(5443):1340–1342, 1999.
- [64] Stampfli, P. und Bennemann, K. H.: *Time dependence of the laser-induced femtosecond lattice instability of Si and GaAs: Role of longitudinal optical distortions*. Physical Review B, 49(11):7299–7305, 1994.

- [65] Ao, T., Ping, Y., Widmann, K., Price, D. F., Lee, E., Tam, H., Springer, P. T. und Ng, A.: *Optical properties in nonequilibrium phase transitions*. Physical Review Letters, 96(5):055001, 2006.
- [66] Guo, C., Rodriguez, G., Lobad, A. und Taylor, A. J.: *Structural Phase Transition of Aluminum Induced by Electronic Excitation*. Physical Review Letters, 84(19):4493–4496, 2000.
- [67] Kandyla, M., Shih, T. und Mazur, E.: *Femtosecond dynamics of the laser-induced solid-to-liquid phase transition in aluminum*. Physical Review B, 75(21), 2007.
- [68] Paltauf, G. und Dyer, P. E.: *Photomechanical processes and effects in ablation*. Chemical Reviews, 103(2):487–518, 2003.
- [69] Hüttner, B. und Rohr, G.: *On the theory of ps and sub-ps laser pulse interaction with metals I. Surface temperature*. Applied Surface Science, 103(3):269–274, 1996.
- [70] Rose, J. L.: *Ultrasonic waves in solid media*. Cambridge University Press, Cambridge, erste gedruckte Auflage, 2014, ISBN 9780521548892.
- [71] Povarnitsyn, M. E., Itina, T. E., Sentis, M., Khishchenko, K. V. und Levashov, P. R.: *Material decomposition mechanisms in femtosecond laser interactions with metals*. Physical Review B, 75(23), 2007.
- [72] Wu, C. und Zhigilei, L. V.: *Microscopic mechanisms of laser spallation and ablation of metal targets from large-scale molecular dynamics simulations*. Applied Physics A, 114(1):11–32, 2014.
- [73] Miotello, A. und Kelly, R.: *Critical assessment of thermal models for laser sputtering at high fluences*. Applied Physics Letters, 67(24):3535–3537, 1995.
- [74] Neuenschwander, B., Bucher, G. F., Nussbaum, C., Joss, B., Muralt, M., Hunziker, U. W. und Schuetz, P.: *Processing of metals and dielectric materials with ps-laserpulses: results, strategies, limitations and needs*. Proceedings of SPIE, Seite 75840R, 2010.
- [75] Ivanov, D. und Zhigilei, L.: *Combined atomistic-continuum modeling of short-pulse laser melting and disintegration of metal films*. Physical Review B, 68(6), 2003.

- [76] Neuenschwander, B., Jaeggi, B., Schmid, M. und Hennig, G.: *Surface Structuring with Ultra-short Laser Pulses: Basics, Limitations and Needs for High Throughput*. Physics Procedia, 56:1047–1058, 2014.
- [77] Raciukaitis, G., Brikas, M., Gecys, P., Voisiat, B. und Gedvilas, M.: *Use of high repetition rate and high power lasers in microfabrication: How to keep the efficiency high?* JLMN Journal of Laser Micro/Nanoengineering, 4(3):186–191, 2009.
- [78] Kramer, T., Neuenschwander, B., Jaeggi, B., S., Remund, U., Hunziker und J., Zürcher: *Influence of Pulse Bursts on the Specific Removal Rate for Ultra-fast Pulsed Laser Micromachining of Copper*. Physics Procedia, 83:123–134, 2016.
- [79] Domke, M.: *Transiente physikalische Mechanismen bei der Laserablation von dünnen Metallschichten*, Band 264. Meisenbach GmbH Verlag, Bamberg, 2015, ISBN 978-3-87525-385-6.
- [80] Pronko, P. P., Dutta, S. K., Du, D. und Singh, R. K.: *Thermophysical effects in laser processing of materials with picosecond and femtosecond pulses*. Journal of Applied Physics, 78(10):6233–6240, 1995.
- [81] Valette, S., Audouard, E., Le Harzic, R., Huot, N., Laporte, P. und Fortunier, R.: *Heat affected zone in aluminum single crystals submitted to femtosecond laser irradiations*. Applied Surface Science, 239(3-4):381–386, 2005.
- [82] Liu, X., Du, D. und Mourou, G.: *Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 33(10):1706–1716, 1997.
- [83] Neuenschwander, B., Jaeggi, B. und Schmid, M.: *From fs to Sub-ns: Dependence of the Material Removal Rate on the Pulse Duration for Metals*. Physics Procedia, 41:794–801, 2013.
- [84] Jaeggi, B., Neuenschwander, B., Schmid, M., Mural, M., Zuercher, J. und Hunziker, U.: *Influence of the pulse duration in the ps-regime on the ablation efficiency of metals*. Physics Procedia, 12:164–171, 2011.
- [85] Le Harzic, R., Breitling, D., Weikert, M., Sommer, S., Föhl, C., Valette, S., Donnet, C., Audouard, E. und Dausinger, F.: *Pulse width and energy influence on laser micromachining of metals in a range of 100 fs to 5 ps*. Applied Surface Science, 249(1-4):322–331, 2005.

- [86] Sallé, B., Gobert, O., Meynadier, P., Perdrix, M., Petite, G. und Semerok, A.: *Femtosecond and picosecond laser microablation: Ablation efficiency and laser microplasma expansion*. Applied Physics A, 69(7):S381–S383, 1999.
- [87] Byskov-Nielsen, J., Savolainen, J. M., Christensen, M. S. und Balling, P.: *Ultra-short pulse laser ablation of metals: Threshold fluence, incubation coefficient and ablation rates*. Applied Physics A, 101(1):97–101, 2010.
- [88] Breitling, D., Ruf, A., Dausinger, F., Herman, P. R., Fieret, J., Pique, A., Okada, T., Bachmann, F. G., Hoving, W., Washio, K., Xu, X., Dubowski, J. J., Geohegan, D. B. und Traeger, F.: *Fundamental aspects in machining of metals with short and ultrashort laser pulses*. Proceedings of SPIE, 5339, 2004.
- [89] Zhu, X.: *A new method for determining critical pulse width in laser material processing*. Applied Surface Science, 167(3-4):230–242, 2000.
- [90] Jaeggi, B., Neuenschwander, B., Remund, S. und Kramer, T.: *Influence of the pulse duration and the experimental approach onto the specific removal rate for ultra-short pulses*. Proceedings of SPIE, Seite 100910J, 2017.
- [91] Zhao, X. und Shin, Y. C.: *Ablation enhancement of silicon by ultrashort double-pulse laser ablation*. Applied Physics Letters, 105(11):111907, 2014.
- [92] Zhao, X. und Shin, Y. C.: *Laser-plasma interaction and plasma enhancement by ultrashort double-pulse ablation*. Applied Physics B, 120(1):81–87, 2015.
- [93] Liebig, C. M., Srisungsitthisunti, P., Weiner, A. M. und Xu, X.: *Enhanced machining of steel using femtosecond pulse pairs*. Applied Physics A, 101(3):487–490, 2010.
- [94] Le Harzic, R., Breitling, D., Sommer, S., Föhl, C., König, K., Dausinger, F. und Audouard, E.: *Processing of metals by double pulses with short laser pulses*. Applied Physics A, 81(6):1121–1125, 2005.
- [95] Noël, S. und Hermann, J.: *Reducing nanoparticles in metal ablation plumes produced by two delayed short laser pulses*. Applied Physics Letters, 94(5):053120, 2009.

- [96] Donnelly, T., Lunney, J. G., Amoruso, S., Bruzzese, R., Wang, X. und Ni, X.: *Double pulse ultrafast laser ablation of nickel in vacuum*. Journal of Applied Physics, 106(1):013304, 2009.
- [97] Schille, J., Schneider, L., Kraft, S., Hartwig, L. und Loeschner, U.: *Experimental study on double-pulse laser ablation of steel upon multiple parallel-polarized ultrashort-pulse irradiations*. Applied Physics A, 122(7):847, 2016.
- [98] Mildner, J., Sarpe, C., Götte, N., Wollenhaupt, M. und Baumert, T.: *Emission signal enhancement of laser ablation of metals (aluminum and titanium) by time delayed femtosecond double pulses from femtoseconds to nanoseconds*. Applied Surface Science, 302:291–298, 2014.
- [99] Povarnitsyn, M. E., Itina, T. E., Levashov, P. R. und Khishchenko, K. V.: *Simulation of ultrashort double-pulse laser ablation*. Applied Surface Science, 257(12):5168–5171, 2011.
- [100] Povarnitsyn, M. E., Itina, T. E., Khishchenko, K. V. und Levashov, P. R.: *Suppression of ablation in femtosecond double-pulse experiments*. Physical Review Letters, 103(19):195002, 2009.
- [101] Fokin, V. B., Povarnitsyn, M. E. und Levashov, P. R.: *Simulation of ablation and plume dynamics under femtosecond double-pulse laser irradiation of aluminum: Comparison of atomistic and continual approaches*. Applied Surface Science, 396:1802–1807, 2017.
- [102] Povarnitsyn, M. E., Andreev, N. E., Apfelbaum, E. M., Itina, T. E., Khishchenko, K. V., Kostenko, O. F., Levashov, P. R. und Veysman, M. E.: *A wide-range model for simulation of pump-probe experiments with metals*. Applied Surface Science, 258(23):9480–9483, 2012.
- [103] Bulgakova, N. M., Stoian, R., Rosenfeld, A., Hertel, I. V., Marine, W. und Campbell, E.E.B.: *A general continuum approach to describe fast electronic transport in pulsed laser irradiated materials: The problem of Coulomb explosion*. Applied Physics A, 81(2):345–356, 2005.
- [104] Derrien, T. J Y, Krüger, J., Itina, T. E., Höhm, S., Rosenfeld, A. und Bonse, J.: *Rippled area formed by surface plasmon polaritons upon femtosecond laser double-pulse irradiation of silicon*. Optics Express, 21(24):29643–29655, 2013.

- [105] Ramis, R., Schmalz, R. und Meyer-Ter-Vehn, J.: *MULTI — A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics*. Computer Physics Communications, 49(3):475–505, 1988.
- [106] Veysman, M. E., Agranat, M. B., Andreev, N. E., Ashitkov, S. I., Fortov, V. E., Khishchenko, K. V., Kostenko, O. F., Levashov, P. R., Ovchinnikov, A. V. und Sitnikov, D. S.: *Femtosecond optical diagnostics and hydrodynamic simulation of Ag plasma created by laser irradiation of a solid target*. Journal of Physics B, 41(12):125704, 2008.
- [107] Agranat, M. B., Andreev, N. E., Ashitkov, S. I., Veisman, M. E., Levashov, P. R., Ovchinnikov, A. V., Sitnikov, D. S., Fortov, V. E. und Khishchenko, K. V.: *Determination of the transport and optical properties of a nonideal solid-density plasma produced by femtosecond laser pulses*. JETP Letters, 85(6):271–276, 2007.
- [108] Povarnitsyn, M. E., Itina, T. E., Khishchenko, K. V. und Levashov, P. R.: *Multi-material two-temperature model for simulation of ultra-short laser ablation*. Applied Surface Science, 253(15):6343–6346, 2007.
- [109] Widmann, K., Guethlein, G., Foord, M.E., Cauble, R.C., Patterson, F.G., Price, D.F., Rogers, F.J., Springer, P.T., Stewart, R.E., Ng, A., Ao, T. und Forsman, A.: *Interferometric investigation of femtosecond laser-heated expanded states*. Physics of Plasmas, 8(9):3869–3872, 2001.
- [110] Zhakhovskii, V. V., Nishihara, K., Anisimov, S. I. und Inogamov, N. A.: *Molecular-dynamics simulation of rarefaction waves in media that can undergo phase transitions*. Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 71(4):167–172, 2000.
- [111] Lorazo, P., Lewis, L. J. und Meunier, M.: *Thermodynamic pathways to melting, ablation, and solidification in absorbing solids under pulsed laser irradiation*. Physical Review B, 73(13):134108, 2006.
- [112] Schäfer, C., Urbassek, H. und Zhigilei, L.: *Metal ablation by picosecond laser pulses: A hybrid simulation*. Physical Review B, 66(11), 2002.
- [113] Scharring, Stefan, Förster, Daniel Johannes, Eckel, Hans Albert, Roth, Johannes und Povarnitsyn, Mikhail: *Open Access Tools for the Simulation of Ultrashort-Pulse Laser Ablation*. In: *HPLA/BEP 2014*, April 2014. <https://elib.dlr.de/89090/>.
- [114] *Online Simulations accessible at <http://vll.ihed.ras.ru/>*.

- [115] Povarnitsyn, M. E., Fokin, V. B. und Levashov, P. R.: *Microscopic and macroscopic modeling of femtosecond laser ablation of metals*. Applied Surface Science, 357:1150–1156, 2015.
- [116] Povarnitsyn, M. E. und Itina, T. E.: *Hydrodynamic modeling of femtosecond laser ablation of metals in vacuum and in liquid*. Applied Physics A, 117(1):175–178, 2014.
- [117] Petrov, Y. V., Migdal, K. P., Inogamov, N. A. und Anisimov, S. I.: *Transfer processes in a metal with hot electrons excited by a laser pulse (supplementary material)*. JETP Letters, 104(6):431–439, 2016.
- [118] Rothen, A.: *The Ellipsometer, an Apparatus to Measure Thicknesses of Thin Surface Films*. Review of Scientific Instruments, 16(2):26–30, 1945.
- [119] Fujiwara, H.: *Spectroscopic ellipsometry: Principles and applications*. John Wiley & Sons, Chichester, England and Hoboken, NJ, 2007.
- [120] Haugen, P. S. und Dill, F. H.: *Design and operation of ETA, an automated ellipsometer*. IBM Journal of Research and Development, 17(6):472–489, 1973.
- [121] Paik, W. K. und Bockris, J. O'M.: *Exact ellipsometric measurement of thickness and optical properties of a thin light-absorbing film without auxiliary measurements*. Surface Science, 28(1):61–68, 1971.
- [122] Zhan, Q. und Leger, J. R.: *High-resolution imaging ellipsometer*. Applied Optics, 41(22):4443, 2002.
- [123] Aspnes, D. E. und Studna, A. A.: *High precision scanning ellipsometer*. Applied Optics, 14(1):220–228, 1975.
- [124] Jasperson, S. N. und Schnatterly, S. E.: *An Improved Method for High Reflectivity Ellipsometry Based on a New Polarization Modulation Technique*. Review of Scientific Instruments, 40(6):761–767, 1969.
- [125] An, I., Nguyen, H. V., Heyd, A. R. und Collins, R. W.: *Simultaneous real-time spectroscopic ellipsometry and reflectance for monitoring thin-film preparation*. Review of Scientific Instruments, 65(11):3489–3500, 1994.
- [126] Mathewson, A. G. und Myers, H. P.: *Absolute Values of the Optical Constants of Some Pure Metals*. Physica Scripta, 4(6):291–292, 1971.

- [127] Stahrenberg, K., Herrmann, Th., Wilmers, K., Esser, N., Richter, W. und Lee, M. J. G.: *Optical properties of copper and silver in the energy range 2.5–9.0 eV*. Physical Review B, 64(11), 2001.
- [128] Hinrichs, K., Gensch, M. und Esser, N.: *Analysis of organic films and interfacial layers by infrared spectroscopic ellipsometry*. Applied Spectroscopy, 59(11):272–282, 2005.
- [129] Durose, K., Asher, S. E., Jaegermann, W., Levi, D., McCandless, B. E., Metzger, W., Moutinho, H., Paulson, P. D., Perkins, C. L., Sites, J. R., Teeter, G. und Terheggen, M.: *Physical characterization of thin-film solar cells*. Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 12(23):177–217, 2004.
- [130] Brust, M., Bethell, D., Kiely, C. J. und Schiffrin, D. J.: *Self-Assembled Gold Nanoparticle Thin Films with Nonmetallic Optical and Electronic Properties*. Langmuir, 14(19):5425–5429, 1998.
- [131] Shank, C. V., Yen, R. und Hirlimann, C.: *Time-resolved reflectivity measurements of femtosecond-optical-pulse-induced phase transitions in silicon*. Physical Review Letters, 50(6):454–457, 1983.
- [132] Von Der Linde, D. und Sokolowski-Tinten, K.: *Physical mechanisms of short-pulse laser ablation*. Applied Surface Science, 154:1–10, 2000.
- [133] Rapp, S., Rosenberger, J., Domke, M., Heise, G., Huber, H. P. und Schmidt, M.: *Ultrafast pump-probe microscopy reveals the mechanism of selective fs laser structuring of transparent thin films for maskless micropatterning*. Applied Surface Science, 290:368–372, 2013.
- [134] Bonse, J., Bachelier, G., Siegel, J. und Solis, J.: *Time- and space-resolved dynamics of melting, ablation, and solidification phenomena induced by femtosecond laser pulses in germanium*. Physical Review B, 74(13), 2006.
- [135] Domke, M., Rapp, S., Schmidt, M. und Huber, H. P.: *Ultrafast pump-probe microscopy with high temporal dynamic range*. Optics Express, 20(9):10330–10338, 2012.
- [136] Huber, H., Meyer, M., Nägele, T., Hartl, I., Scheer, H., Zinth, W. und Wachtveitl, J.: *Primary photosynthesis in reaction centers containing four different types of electron acceptors at site HA*. Chemical Physics, 197(3):297–305, 1995.

- [137] McDonald, J. P., Nees, J. A., and Yalisove, S. M.: *Pump-probe imaging of femtosecond pulsed laser ablation of silicon with thermally grown oxide films*. Journal of Applied Physics, 102(6):63109, 2007.
- [138] Downer, M. C., Fork, R. L. und Shank, C. V.: *Femtosecond imaging of melting and evaporation at a photoexcited silicon surface*. Journal of the Optical Society of America A, 2(4):595–599, 1985.
- [139] Bonse, J., Bachelier, G., Siegel, J., Solis, J. und Sturm, H.: *Time- and space-resolved dynamics of ablation and optical breakdown induced by femtosecond laser pulses in indium phosphide*. Journal of Applied Physics, 103(5):54910, 2008.
- [140] Garcia-Lechuga, M., Siegel, J., Hernandez-Rueda, J. und Solis, J.: *Imaging the ultrafast Kerr effect, free carrier generation, relaxation and ablation dynamics of Lithium Niobate irradiated with femtosecond laser pulses*. Journal of Applied Physics, 116(11):113502, 2014.
- [141] Hernandez-Rueda, J., Siegel, J., Garcia-Lechuga, M. und Solis, J.: *Femtosecond laser-induced refractive index changes at the surface of dielectrics: Quantification based on Newton ring analysis*. Journal of the Optical Society of America B, 31(7):1676–1683, 2014.
- [142] Wang, X. Y. und Downer, M. C.: *Femtosecond time-resolved reflectivity of hydrodynamically expanding metal surfaces*. Optics Letters, 17(20):1450, 1992.
- [143] Carrasco-García, I., Vadillo, José M. und Javier Laserna, J.: *Monitoring the dynamics of the surface deformation prior to the onset of plasma emission during femtosecond laser ablation of noble metals by time-resolved reflectivity microscopy*. Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy, 131:1–7, 2017.
- [144] Liu, C. Y., Mao, X. L., Greif, R. und Russo, R. E.: *Time Resolved Shadowgraph Images of Silicon during Laser Ablation: Shockwaves and Particle Generation*. Journal of Physics: Conference Series, 59:338–342, 2007.
- [145] Breitling, D., Schittenhelm, H., Berger, P., Dausinger, F. und Hügel, H.: *Shadowgraphic and interferometric investigations on Nd: YAG laser-induced vapor/plasma plumes for different processing wavelengths*. Applied Physics A, 69(7):S505–S508, 1999.

- [146] Fang, R., Vorobyev, A. und Guo, C.: *Direct visualization of the complete evolution of femtosecond laser-induced surface structural dynamics of metals*. Light: Science & Applications, 6(3):e16256, 2016.
- [147] Mamedov, N., Wakita, K., Shim, Y., Abe, K. und Ogushi, N.: *Temperature-dependent and pump-probe ellipsometric studies of TlInSe<sub>2</sub>*. Thin Solid Films, 517(4):1434–1438, 2008.
- [148] Jellison Jr., Gerald E. und Lowndes, Douglas H.: *Time-resolved ellipsometry*. Applied Optics, 24(18):2948, 1985.
- [149] Brückner, M., Schäfer, J. H. und Uhlenbusch, J.: *Ellipsometric measurement of the optical constants of solid and molten aluminum and copper at  $\lambda = 10.6\mu\text{m}$* . Journal of Applied Physics, 66(3):1326–1332, 1989.
- [150] Bakshi, L., Eliezer, S., Appelbaum, G., Nissim, N., Perelmutter, L. und Mond, M.: *A full Stokes vector ellipsometry measurement system for in situ diagnostics in dynamic experiments*. Review of Scientific Instruments, 83(5):53904, 2012.
- [151] Jellison, G. E. und Lowndes, D. H.: *Time-resolved ellipsometry measurements of the optical properties of silicon during pulsed excimer laser irradiation*. Applied Physics Letters, 47(7):718, 1985.
- [152] Jellison, G. E. und Lowndes, D. H.: *Measurements of the optical properties of liquid silicon and germanium using nanosecond time-resolved ellipsometry*. Applied Physics Letters, 51(5):352, 1987.
- [153] Frankel, M. Y. und Carruthers, T. F.: *Transient ellipsometric surface photoreflectance applied to GaAs*. Applied Physics Letters, 64(15):1950, 1994.
- [154] Choo, H. R., Hu, X. F., Downer, M. C. und Kesan, V. P.: *Femtosecond ellipsometric study of nonequilibrium carrier dynamics in Ge and epitaxial Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>*. Applied Physics Letters, 63(11):1507, 1993.
- [155] Auston, D. H. und Shank, C. V.: *Picosecond ellipsometry of transient electron-hole plasmas in germanium*. Physical Review Letters, 32(20):1120–1123, 1974.

- [156] Boschini, F., Hedayat, H., Piovera, C., Dallera, C., Gupta, A. und Carpena, E.: *A flexible experimental setup for femtosecond time-resolved broad-band ellipsometry and magneto-optics*. Review of Scientific Instruments, 86(1):13909, 2015.
- [157] Min, C. K., Cahill, D. G. und Granick, S.: *Time-resolved ellipsometry for studies of heat transfer at liquid/solid and gas/solid interfaces*. Review of Scientific Instruments, 81(7), 2010.
- [158] Yoneda, H., Morikami, H., Ueda, K. I. und More, R. M.: *Ultrashort-pulse laser ellipsometric pump-probe experiments on gold targets*. Physical Review Letters, 91(7):750041–750044, 2003.
- [159] Shikne, R. und Yoneda, H.: *Ultrafast ellipsometric pump-probe diagnostic of liquid metal surface with chirped continuum probe pulses*. Optics Express, 23(16):20933, 2015.
- [160] Roeser, C. A. D., Kim, A. M. T., Callan, J. P., Huang, L., Glezer, E. N., Siegal, Y. und Mazur, E.: *Femtosecond time-resolved dielectric function measurements by dual-angle reflectometry*. Review of Scientific Instruments, 74(7):3413, 2003.
- [161] Shih, T., Winkler, M. T., Voss, T. und Mazur, E.: *Dielectric function dynamics during femtosecond laser excitation of bulk ZnO*. Applied Physics A, 96(2):363–367, 2009.
- [162] Bévilion, E., Colombier, J. P., Recoules, V., Zhang, H., Li, C. und Stoian, R.: *Ultrafast switching of surface plasmonic conditions in nonplasmonic metals*. Physical Review B, 93(16), 2016.
- [163] Zhang, H., Li, C., Bévilion, E., Cheng, G., Colombier, J. P. und Stoian, R.: *Ultrafast destructuring of laser-irradiated tungsten: Thermal or nonthermal process*. Physical Review B, 94(22), 2016.
- [164] Ashitkov, S. I., Komarov, P. S., Zhakhovsky, V. V., Petrov, Yu V., Khokhlov, V. A., Yurkevich, A. A., Ilnitsky, D. K., Inogamov, N. A. und Agranat, M. B.: *Ablation of gold irradiated by femtosecond laser pulse: Experiment and modeling*. Journal of Physics: Conference Series, 774:012097, 2016.
- [165] Bolme, C. A., McGrane, S. D., Moore, D. S. und Funk, D. J.: *Single shot measurements of laser driven shock waves using ultrafast dynamic ellipsometry*. Journal of Applied Physics, 102(3), 2007.

- [166] Domke, M., Nobile, L., Rapp, S., Eiselen, S., Sotrop, J., Huber, H. P. und Schmidt, M.: *Understanding Thin Film Laser Ablation: The Role of the Effective Penetration Depth and the Film Thickness*. Physics Procedia, 56:1007–1014, 2014.
- [167] Matthias, E., Reichling, M., Siegel, J., Käding, O. W., Petzoldt, S., Skurk, H., Bizenberger, P. und Neske, E.: *The influence of thermal diffusion on laser ablation of metal films*. Applied Physics A, 58(2):129–136, 1994.
- [168] Summers, R. D.: *The optical constants of polished and sputtered molybdenum surfaces*. Journal of the Optical Society of America, 24(10):261–263, 1934.
- [169] Liu, J. M.: *Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes*. Optics Letters, 7(5):196, 1982.
- [170] Akashev, L. A. und Kononenko, V. I.: *Optical Properties of Liquid Aluminum and Al-Ce Alloy*. High Temperature, 39(3):384–387, 2001.
- [171] Savolainen, Juha Matti, Christensen, Martin S. und Balling, Peter: *Material swelling as the first step in the ablation of metals by ultrashort laser pulses*. Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics, 84(19):776, 2011.
- [172] Förster, Daniel: *Persönliche Kommunikation am 14.09.2017*.
- [173] Neuenschwander, B., Jaeggi, B., Schmid, M., Dommann, A., Neels, A., Bandi, T. und Hennig, G.: *Factors controlling the incubation in the application of ps laser pulses on copper and iron surfaces*. Proceedings of SPIE, 8607:86070D, 2013.
- [174] Kirkwood, S. E., Tsui, Y. Y., Fedosejevs, R., Brantov, A. V. und Bychenkov, V. Yu.: *Experimental and theoretical study of absorption of femtosecond laser pulses in interaction with solid copper targets*. Physical Review B, 79(14), 2009.
- [175] Saleh, Bahaa E. A. und Teich, Malvin Carl: *Fundamentals of photonics*. Wiley series in pure and applied optics. Wiley, Hoboken NJ u.a., 2. Auflage, 2007, ISBN 978-0-471-35832-9.
- [176] Born, Max: *Optik: Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*. Springer-Verlag, Berlin and New York, 2., unveränderte Auflage, 1965, ISBN 3662000598.

## Verzeichnis promotionsbezogener, eigener Publikationen

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

- [P1] Rapp, S., Kaiser, M., Schmidt, M., Huber H. P.: *Ultrafast pump-probe ellipsometry setup for the measurement of transient optical properties during laser ablation*. Optics Express, **24**(16):17572-17592 (2016).
- [P2] Winter, J., Rapp, S., Schmidt, M., Huber H. P.: *Ultrafast laser processing of copper: A comparative study of experimental and simulated transient optical properties*. Applied Surface Science, **417**:2-15 (2017).
- [P3] Rapp, S., Winter, J., Huber H. P., Schmidt, M.: *Pump-probe reflectometric and ellipsometric investigation of femtosecond laser pulse induced ablation in molybdenum*. Proceedings of SPIE, **10094**:1009419 (2017).
- [P4] Winter, J., Rapp, S., Schmidt, M., Huber H. P.: *Ultrafast laser energy deposition in copper revealed by simulation and experimental determination of optical properties with pump-probe ellipsometry*. Proceedings of SPIE, **10091**:100910J (2017).

Weitere Publikationen des Autors:

- [P5] Rapp, S., Rosenberger, J., Trappendreher, D., Domke, M., Heise, G., Huber H. P.: *Pump-probe Microscopy Investigations on Fs-laser Ablation of Thin Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/Pt Layer Systems*. Physics Procedia, **39**:726-734 (2012).
- [P6] Domke, M., Rapp, S., Schmidt, M., Huber H. P.: *Ultrafast pump-probe microscopy with high temporal dynamic range*. Optics Express, **20**(9): 10330-10338 (2012).
- [P7] Domke, M., Rapp, S., Schmidt, M., Huber H. P.: *Ultra-fast movies of thin-film laser ablation*. Applied Physics A, **109**(2):409-420 (2012).
- [P8] Rapp, S., Domke, M., Schmidt, M., Huber H. P.: *Physical mechanisms during fs laser ablation of thin SiO<sub>2</sub> films*. Physics Procedia, **41**:734-740 (2013).

- [P9] Rapp, S., Rosenberger, J., Domke, M., Heise, G., Schmidt, M., Huber H. P.: *Time and space resolved investigations of confined fs ablation of Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/Pt thin film systems*. Proceedings of SPIE, **8607**:86070C (2013).
- [P10] Rapp, S., Heinrich, G., D., Domke, M., Huber H. P.: *The combination of direct and confined laser ablation mechanisms for the selective structuring of thin silicon nitride layers*. Physics Procedia, **56**(C):998-1006 (2014).
- [P11] Rapp, S., Rosenberger, J., D., Domke, M., Heise, G., Huber H. P., Schmidt, M.: *Ultrafast pump-probe microscopy reveals the mechanism of selective fs laser structuring of transparent thin films for maskless micropatterning*. Applied Surface Science, **290**:368-372 (2014).
- [P12] Rapp, S., Heinrich, G., Wollgarten, M., Huber H. P., Schmidt, M.: *Physical mechanisms of SiN<sub>x</sub> layer structuring with ultrafast lasers by direct and confined laser ablation*. Journal of Applied Physics, **290**:368-372 (2015).
- [P13] Rapp, S., Schmidt, M., Huber H. P.: *Selective femtosecond laser structuring of dielectric thin films with different band gaps: a time-resolved study of ablation mechanisms*. Applied Physics A, **122**(12) (2016).

## Verzeichnis promotionsbezogener, studentischer Arbeiten<sup>\*</sup>

Teilergebnisse dieser Arbeit wurden in folgenden studentischen Arbeiten dokumentiert:

- [S1] Aichele, C., Rapp, S., Huber H. P.: *Entwicklung und Charakterisierung eines Verfahrens zur Untersuchung von transparenten Metallfilmen bei der Bearbeitung mit ultrakurzen Lichtimpulsen*. Bachelorarbeit (2014), München
- [S2] Bung, M., Rapp, S., Huber H. P.: *Aufbau und Inbetriebnahme eines fs-Einwellenlängen-Ellipsometers zur Entwicklung eines Pump-Probe-Ellipsometers*. Projektstudie (2014), München
- [S3] Althammer, A., Rapp, S., Huber H. P.: *Aufbau und Inbetriebnahme eines Pump-Probe-Ellipsometers zur zeitlich und räumlich aufgelösten Untersuchung des Absorptionsverhaltens von ultrakurzen Laserpulsen in Metallen*. Bachelorarbeit (2015), München
- [S4] Ljubic, J., Rapp, S., Huber H. P.: *Pump-Probe-Ellipsometrie zur Bestimmung des transienten Absorptionsverhaltens von ultrakurzen Laserpulsen in Metallen*. Bachelorarbeit (2016), München
- [S5] Kastner, D., Rapp, S., Huber H. P.: *Ultraschnelle Einwellenlängen-Pump-Probe-Ellipsometrie an laserbestrahlten Metallen zur Bestimmung transienter optischer Eigenschaften*. Bachelorarbeit (2016), München
- [S6] Althammer, A., Rapp, S., Huber H. P.: *Charakterisierung eines UKP-Pump-Probe-Ellipsometrieaufbaus zur Optimierung des Messverfahrens und der Datenauswertung*. Projektstudie (2016), München
- [S7] Wanninger, S., Rapp, S., Huber H. P.: *Bearbeitung von Metallen mit ultrakurzen Laserdoppelpulsen*. Bachelorarbeit (2017), München

---

<sup>\*</sup> Der Autor an zweiter (und ggf. dritter) Stelle bezeichnet den bzw. die Betreuer der studentischen Arbeit und an letztgenannter Stelle den/die Lehrstuhlinhaber/in.

## Reihenübersicht

Koordination der Reihe (Stand 2019):  
Geschäftsstelle Maschinenbau, Dr.-Ing. Oliver Kreis, [www.mb.fau.de/diss/](http://www.mb.fau.de/diss/)

Im Rahmen der Reihe sind bisher die nachfolgenden Bände erschienen.

Band 1 – 52  
Fertigungstechnik – Erlangen  
ISSN 1431-6226  
Carl Hanser Verlag, München

Band 53 – 307  
Fertigungstechnik – Erlangen  
ISSN 1431-6226  
Meisenbach Verlag, Bamberg

ab Band 308  
FAU Studien aus dem Maschinenbau  
ISSN 2625-9974  
FAU University Press, Erlangen

Die Zugehörigkeit zu den jeweiligen Lehrstühlen ist wie folgt gekennzeichnet:

Lehrstühle:

<b>FAPS</b>	Lehrstuhl für Fertigungsautomatisierung und Produktionssystematik
<b>KTmfk</b>	Lehrstuhl für Konstruktionstechnik
<b>LFT</b>	Lehrstuhl für Fertigungstechnologie
<b>LPT</b>	Lehrstuhl für Photonische Technologien

Band 1: Andreas Hemberger  
Innovationspotentiale in der  
rechnerintegrierten Produktion durch  
wissensbasierte Systeme  
FAPS, 208 Seiten, 107 Bilder. 1988.  
ISBN 3-446-15234-2.

Band 2: Detlef Classe  
Beitrag zur Steigerung der Flexibilität  
automatisierter Montagesysteme  
durch Sensorintegration und erweiterte  
Steuerungskonzepte  
FAPS, 194 Seiten, 70 Bilder. 1988.  
ISBN 3-446-15529-5.

Band 3: Friedrich-Wilhelm Nolting  
Projektierung von Montagesystemen  
FAPS, 201 Seiten, 107 Bilder, 1 Tab. 1989.  
ISBN 3-446-15541-4.

Band 4: Karsten Schlüter  
Nutzungsgradsteigerung von  
Montagesystemen durch den Einsatz  
der Simulationstechnik  
FAPS, 177 Seiten, 97 Bilder. 1989.  
ISBN 3-446-15542-2.

Band 5: Shir-Kuan Lin  
Aufbau von Modellen zur Lageregelung  
von Industrierobotern  
FAPS, 168 Seiten, 46 Bilder. 1989.  
ISBN 3-446-15546-5.

Band 6: Rudolf Nuss  
Untersuchungen zur Bearbeitungsquali-  
tät im Fertigungssystem Laserstrahl-  
schneiden  
LFT, 206 Seiten, 115 Bilder, 6 Tab. 1989.  
ISBN 3-446-15783-2.

Band 7: Wolfgang Scholz  
Modell zur datenbankgestützten Planung  
automatisierter Montageanlagen  
FAPS, 194 Seiten, 89 Bilder. 1989.  
ISBN 3-446-15825-1.

Band 8: Hans-Jürgen Wißmeier  
Beitrag zur Beurteilung des Bruchverhal-  
tens von Hartmetall-Fließpreßmatrizen  
LFT, 179 Seiten, 99 Bilder, 9 Tab. 1989.  
ISBN 3-446-15921-5.

Band 9: Rainer Eisele  
Konzeption und Wirtschaftlichkeit von  
Planungssystemen in der Produktion  
FAPS, 183 Seiten, 86 Bilder. 1990.  
ISBN 3-446-16107-4.

Band 10: Rolf Pfeiffer  
Technologisch orientierte  
Montageplanung am Beispiel der  
Schraubtechnik  
FAPS, 216 Seiten, 102 Bilder, 16 Tab. 1990.  
ISBN 3-446-16161-9.

Band 11: Herbert Fischer  
Verteilte Planungssysteme zur  
Flexibilitätssteigerung der  
rechnerintegrierten Teilefertigung  
FAPS, 201 Seiten, 82 Bilder. 1990.  
ISBN 3-446-16105-8.

Band 12: Gerhard Kleineidam  
CAD/CAP: Rechnergestützte Montage-  
feinplanung  
FAPS, 203 Seiten, 107 Bilder. 1990.  
ISBN 3-446-16112-0.

Band 13: Frank Vollertsen  
Pulvermetallurgische Verarbeitung eines  
übereutektoiden verschleißfesten Stahls  
LFT, XIII u. 217 Seiten, 67 Bilder, 34 Tab.  
1990. ISBN 3-446-16133-3.

Band 14: Stephan Biermann  
Untersuchungen zur Anlagen- und  
Prozeßdiagnostik für das Schneiden  
mit CO<sub>2</sub>-Hochleistungslasern  
LFT, VIII u. 170 Seiten, 93 Bilder, 4 Tab.  
1991. ISBN 3-446-16269-0.

Band 15: Uwe Geißler  
Material- und Datenfluß in einer flexiblen  
Blechbearbeitungszelle  
LFT, 124 Seiten, 41 Bilder, 7 Tab. 1991.  
ISBN 3-446-16358-1.

Band 16: Frank Oswald Hake  
Entwicklung eines rechnergestützten  
Diagnosesystems für automatisierte  
Montagezellen  
FAPS, XIV u. 166 Seiten, 77 Bilder. 1991.  
ISBN 3-446-16428-6.

Band 17: Herbert Reichel  
Optimierung der Werkzeugbereitstellung  
durch rechnergestützte  
Arbeitsfolgenbestimmung  
FAPS, 198 Seiten, 73 Bilder, 2 Tab. 1991.  
ISBN 3-446-16453-7.

Band 18: Josef Scheller  
Modellierung und Einsatz von  
Softwaresystemen für rechnergeführte  
Montagezellen  
FAPS, 198 Seiten, 65 Bilder. 1991.  
ISBN 3-446-16454-5.

Band 19: Arnold vom Ende  
Untersuchungen zum Biegeumforme mit  
elastischer Matrize  
LFT, 166 Seiten, 55 Bilder, 13 Tab. 1991.  
ISBN 3-446-16493-6.

Band 20: Joachim Schmid  
Beitrag zum automatisierten Bearbeiten  
von Keramikguß mit Industrierobotern  
FAPS, XIV u. 176 Seiten, 111 Bilder, 6 Tab.  
1991. ISBN 3-446-16560-6.

Band 21: Egon Sommer  
Multiprozessorsteuerung für  
kooperierende Industrieroboter in  
Montagezellen  
FAPS, 188 Seiten, 102 Bilder. 1991.  
ISBN 3-446-17062-6.

Band 22: Georg Geyer  
Entwicklung problemspezifischer  
Verfahrensketten in der Montage  
FAPS, 192 Seiten, 112 Bilder. 1991.  
ISBN 3-446-16552-5.

Band 23: Rainer Flohr  
Beitrag zur optimalen  
Verbindungstechnik in der  
Oberflächenmontage (SMT)  
FAPS, 186 Seiten, 79 Bilder. 1991.  
ISBN 3-446-16568-1.

Band 24: Alfons Rief  
Untersuchungen zur Verfahrensfolge  
Laserstrahlschneiden und -schweißen  
in der Rohkarosseriefertigung  
LFT, VI u. 145 Seiten, 58 Bilder, 5 Tab.  
1991. ISBN 3-446-16593-2.

Band 25: Christoph Thim  
Rechnerunterstützte Optimierung  
von Materialflußstrukturen in der  
Elektronikmontage durch Simulation  
FAPS, 188 Seiten, 74 Bilder. 1992.  
ISBN 3-446-17118-5.

Band 26: Roland Müller  
CO<sub>2</sub>-Laserstrahlschneiden von  
kurzglasverstärkten Verbundwerkstoffen  
LFT, 141 Seiten, 107 Bilder, 4 Tab. 1992.  
ISBN 3-446-17104-5.

Band 27: Günther Schäfer  
Integrierte Informationsverarbeitung  
bei der Montageplanung  
FAPS, 195 Seiten, 76 Bilder. 1992.  
ISBN 3-446-17117-7.

Band 28: Martin Hoffmann  
Entwicklung einer  
CAD/CAM-Prozesskette für die  
Herstellung von Blechbiegeteilen  
LFT, 149 Seiten, 89 Bilder. 1992.  
ISBN 3-446-17154-1.

Band 29: Peter Hoffmann  
Verfahrensfolge Laserstrahlschneiden  
und -schweißen: Prozeßführung und  
Systemtechnik in der 3D-Laserstrahlbear-  
beitung von Blechformteilen  
LFT, 186 Seiten, 92 Bilder, 10 Tab. 1992.  
ISBN 3-446-17153-3.

Band 30: Olaf Schrödel  
Flexible Werkstattsteuerung mit  
objektorientierten Softwarestrukturen  
FAPS, 180 Seiten, 84 Bilder. 1992.  
ISBN 3-446-17242-4.

Band 31: Hubert Reinisch  
Planungs- und Steuerungswerkzeuge  
zur impliziten Geräteprogrammierung  
in Roboterzellen  
FAPS, XI u. 212 Seiten, 112 Bilder. 1992.  
ISBN 3-446-17380-3.

Band 32: Brigitte Bärnreuther  
Ein Beitrag zur Bewertung des Kommuni-  
kationsverhaltens von Automatisierungs-  
geräten in flexiblen Produktionszellen  
FAPS, XI u. 179 Seiten, 71 Bilder. 1992.  
ISBN 3-446-17451-6.

Band 33: Joachim Hutfless  
Laserstrahlregelung und Optikdiagnostik  
in der Strahlführung einer  
CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaseranlage  
LFT, 175 Seiten, 70 Bilder, 17 Tab. 1993.  
ISBN 3-446-17532-6.

Band 34: Uwe Günzel  
Entwicklung und Einsatz eines Simula-  
tionsverfahrens für operative und  
strategische Probleme der  
Produktionsplanung und -steuerung  
FAPS, XIV u. 170 Seiten, 66 Bilder, 5 Tab.  
1993. ISBN 3-446-17604-7.

Band 35: Bertram Ehmann  
Operatives Fertigungscontrolling durch  
Optimierung auftragsbezogener Bearbei-  
tungsabläufe in der Elektronikfertigung  
FAPS, XV u. 167 Seiten, 114 Bilder. 1993.  
ISBN 3-446-17658-6.

Band 36: Harald Kolléra  
Entwicklung eines benutzerorientierten  
Werkstattprogrammiersystems für das  
Laserstrahlschneiden  
LFT, 129 Seiten, 66 Bilder, 1 Tab. 1993.  
ISBN 3-446-17719-1.

Band 37: Stephanie Abels  
Modellierung und Optimierung von  
Montageanlagen in einem integrierten  
Simulationssystem  
FAPS, 188 Seiten, 88 Bilder. 1993.  
ISBN 3-446-17731-0.

Band 38: Robert Schmidt-Hebbel  
Laserstrahlbohren durchflußbestimmen-  
der Durchgangslöcher  
LFT, 145 Seiten, 63 Bilder, 11 Tab. 1993.  
ISBN 3-446-17778-7.

Band 39: Norbert Lutz  
Oberflächenfeinbearbeitung  
keramischer Werkstoffe mit  
XeCl-Excimerlaserstrahlung  
LFT, 187 Seiten, 98 Bilder, 29 Tab. 1994.  
ISBN 3-446-17970-4.

Band 40: Konrad Grampp  
Rechnerunterstützung bei Test und  
Schulung an Steuerungssoftware von  
SMD-Bestücklinien  
FAPS, 178 Seiten, 88 Bilder. 1995.  
ISBN 3-446-18173-3.

Band 41: Martin Koch  
Wissensbasierte Unterstützung der  
Angebotsbearbeitung in der  
Investitionsgüterindustrie  
FAPS, 169 Seiten, 68 Bilder. 1995.  
ISBN 3-446-18174-1.

Band 42: Armin Gropp  
Anlagen- und Prozeßdiagnostik beim  
Schneiden mit einem gepulsten  
Nd:YAG-Laser  
LFT, 160 Seiten, 88 Bilder, 7 Tab. 1995.  
ISBN 3-446-18241-1.

Band 43: Werner Heckel  
Optische 3D-Konturerfassung und  
on-line Biegewinkelmessung mit  
dem Lichtschnittverfahren  
LFT, 149 Seiten, 43 Bilder, 11 Tab. 1995.  
ISBN 3-446-18243-8.

Band 44: Armin Rothhaupt  
Modulares Planungssystem zur  
Optimierung der Elektronikfertigung  
FAPS, 180 Seiten, 101 Bilder. 1995.  
ISBN 3-446-18307-8.

Band 45: Bernd Zöllner  
Adaptive Diagnose in der  
Elektronikproduktion  
FAPS, 195 Seiten, 74 Bilder, 3 Tab. 1995.  
ISBN 3-446-18308-6.

Band 46: Bodo Vormann  
Beitrag zur automatisierten  
Handhabungsplanung komplexer  
Blechbiegeteile  
LFT, 126 Seiten, 89 Bilder, 3 Tab. 1995.  
ISBN 3-446-18345-0.

Band 47: Peter Schnepf  
Zielkostenorientierte Montageplanung  
FAPS, 144 Seiten, 75 Bilder. 1995.  
ISBN 3-446-18397-3.

Band 48: Rainer Klotzbücher  
Konzept zur rechnerintegrierten  
Materialversorgung in flexiblen  
Fertigungssystemen  
FAPS, 156 Seiten, 62 Bilder. 1995.  
ISBN 3-446-18412-0.

Band 49: Wolfgang Greska  
Wissensbasierte Analyse und  
Klassifizierung von Blechteilen  
LFT, 144 Seiten, 96 Bilder. 1995.  
ISBN 3-446-18462-7.

Band 50: Jörg Franke  
Integrierte Entwicklung neuer  
Produkt- und Produktionstechnologien  
für räumliche spritzgegossene  
Schaltungsträger (3-D MID)  
FAPS, 196 Seiten, 86 Bilder, 4 Tab. 1995.  
ISBN 3-446-18448-1.

Band 51: Franz-Josef Zeller  
Sensorplanung und schnelle  
Sensorregelung für Industrieroboter  
FAPS, 190 Seiten, 102 Bilder, 9 Tab. 1995.  
ISBN 3-446-18601-8.

Band 52: Michael Solvie  
Zeitbehandlung und  
Multimedia-Unterstützung in  
Feldkommunikationssystemen  
FAPS, 200 Seiten, 87 Bilder, 35 Tab. 1996.  
ISBN 3-446-18607-7.

Band 53: Robert Hopperdietzel  
Reengineering in der Elektro- und  
Elektronikindustrie  
FAPS, 180 Seiten, 109 Bilder, 1 Tab. 1996.  
ISBN 3-87525-070-2.

Band 54: Thomas Rebhahn  
Beitrag zur Mikromaterialbearbeitung  
mit Excimerlasern - Systemkomponenten  
und Verfahrensoptimierungen  
LFT, 148 Seiten, 61 Bilder, 10 Tab. 1996.  
ISBN 3-87525-075-3.

Band 55: Henning Hanebuth  
Laserstrahlhartlöten mit  
Zweistrahlschweißtechnik  
LFT, 157 Seiten, 58 Bilder, 11 Tab. 1996.  
ISBN 3-87525-074-5.

Band 56: Uwe Schönherr  
Steuerung und Sensordatenintegration  
für flexible Fertigungszellen mit  
kooperierenden Robotern  
FAPS, 188 Seiten, 116 Bilder, 3 Tab. 1996.  
ISBN 3-87525-076-1.

Band 57: Stefan Holzer  
Berührungslose Formgebung mit  
Laserstrahlung  
LFT, 162 Seiten, 69 Bilder, 11 Tab. 1996.  
ISBN 3-87525-079-6.

Band 58: Markus Schultz  
Fertigungsqualität beim  
3D-Laserstrahlschweißen von  
Blechformteilen  
LFT, 165 Seiten, 88 Bilder, 9 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-080-X.

Band 59: Thomas Krebs  
Integration elektromechanischer  
CA-Anwendungen über einem  
STEP-Produktmodell  
FAPS, 198 Seiten, 58 Bilder, 8 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-081-8.

Band 60: Jürgen Sturm  
Prozeßintegrierte Qualitätssicherung  
in der Elektronikproduktion  
FAPS, 167 Seiten, 112 Bilder, 5 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-082-6.

Band 61: Andreas Brand  
Prozesse und Systeme zur Bestückung  
räumlicher elektronischer Baugruppen  
(3D-MID)  
FAPS, 182 Seiten, 100 Bilder. 1997.  
ISBN 3-87525-087-7.

Band 62: Michael Kauf  
Regelung der Laserstrahlleistung und  
der Fokusparameter einer  
CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaseranlage  
LFT, 140 Seiten, 70 Bilder, 5 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-083-4.

Band 63: Peter Steinwasser  
Modulares Informationsmanagement  
in der integrierten Produkt- und  
Prozeßplanung  
FAPS, 190 Seiten, 87 Bilder. 1997.  
ISBN 3-87525-084-2.

Band 64: Georg Liedl  
Integriertes Automatisierungskonzept  
für den flexiblen Materialfluß in der  
Elektronikproduktion  
FAPS, 196 Seiten, 96 Bilder, 3 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-086-9.

Band 65: Andreas Otto  
Transiente Prozesse beim  
Laserstrahlschweißen  
LFT, 132 Seiten, 62 Bilder, 1 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-089-3.

Band 66: Wolfgang Blöchl  
Erweiterte Informationsbereitstellung  
an offenen CNC-Steuerungen zur  
Prozeß- und Programoptimierung  
FAPS, 168 Seiten, 96 Bilder. 1997.  
ISBN 3-87525-091-5.

Band 67: Klaus-Uwe Wolf  
Verbesserte Prozeßführung und  
Prozeßplanung zur Leistungs- und  
Qualitätssteigerung beim  
Spulenwickeln  
FAPS, 186 Seiten, 125 Bilder. 1997.  
ISBN 3-87525-092-3.

Band 68: Frank Backes  
Technologieorientierte Bahnplanung  
für die 3D-Laserstrahlbearbeitung  
LFT, 138 Seiten, 71 Bilder, 2 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-093-1.

Band 69: Jürgen Kraus  
Laserstrahlumformen von Profilen  
LFT, 137 Seiten, 72 Bilder, 8 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-094-X.

Band 70: Norbert Neubauer  
Adaptive Strahlführungen für  
CO<sub>2</sub>-Laseranlagen  
LFT, 120 Seiten, 50 Bilder, 3 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-095-8.

Band 71: Michael Steber  
Prozeßoptimierter Betrieb flexibler  
Schraubstationen in der  
automatisierten Montage  
FAPS, 168 Seiten, 78 Bilder, 3 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-096-6.

Band 72: Markus Pfestorf  
Funktionale 3D-Oberflächenkenngrößen  
in der Umformtechnik  
LFT, 162 Seiten, 84 Bilder, 15 Tab. 1997.  
ISBN 3-87525-097-4.

Band 73: Volker Franke  
Integrierte Planung und Konstruktion  
von Werkzeugen für die Biegebearbeitung  
LFT, 143 Seiten, 81 Bilder. 1998.  
ISBN 3-87525-098-2.

Band 74: Herbert Scheller  
Automatisierte Demontagesysteme  
und recyclinggerechte Produktgestaltung  
elektronischer Baugruppen  
FAPS, 184 Seiten, 104 Bilder, 17 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-099-0.

Band 75: Arthur Meißner  
Kaltmassivumformung metallischer  
Kleinstteile - Werkstoffverhalten,  
Wirkflächenreibung, Prozeßauslegung  
LFT, 164 Seiten, 92 Bilder, 14 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-100-8.

Band 76: Mathias Glasmacher  
Prozeß- und Systemtechnik zum  
Laserstrahl-Mikroschweißen  
LFT, 184 Seiten, 104 Bilder, 12 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-101-6.

Band 77: Michael Schwind  
Zerstörungsfreie Ermittlung mechani-  
scher Eigenschaften von Feinblechen mit  
dem Wirbelstromverfahren  
LFT, 124 Seiten, 68 Bilder, 8 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-102-4.

Band 78: Manfred Gerhard  
Qualitätssteigerung in der  
Elektronikproduktion durch  
Optimierung der Prozeßführung  
beim Löten komplexer Baugruppen  
FAPS, 179 Seiten, 113 Bilder, 7 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-103-2.

Band 79: Elke Rauh  
Methodische Einbindung der Simulation  
in die betrieblichen Planungs- und  
Entscheidungsabläufe  
FAPS, 192 Seiten, 114 Bilder, 4 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-104-0.

Band 80: Sorin Niederkorn  
Meßeinrichtung zur Untersuchung  
der Wirkflächenreibung bei umformtech-  
nischen Prozessen  
LFT, 99 Seiten, 46 Bilder, 6 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-105-9.

Band 81: Stefan Schubert  
Regelung der Fokuslage beim Schweißen  
mit CO<sub>2</sub>-Hochleistungslasern unter  
Einsatz von adaptiven Optiken  
LFT, 140 Seiten, 64 Bilder, 3 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-106-7.

Band 82: Armando Walter Colombo  
Development and Implementation of  
Hierarchical Control Structures of  
Flexible Production Systems Using High  
Level Petri Nets  
FAPS, 216 Seiten, 86 Bilder. 1998.  
ISBN 3-87525-109-1.

Band 83: Otto Meedt  
Effizienzsteigerung bei Demontage  
und Recycling durch flexible  
Demontagetechologien und optimierte  
Produktgestaltung  
FAPS, 186 Seiten, 103 Bilder. 1998.  
ISBN 3-87525-108-3.

Band 84: Knuth Götz  
Modelle und effiziente Modellbildung  
zur Qualitätssicherung in der  
Elektronikproduktion  
FAPS, 212 Seiten, 129 Bilder, 24 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-112-1.

Band 85: Ralf Luchs  
Einsatzmöglichkeiten leitender Klebstoffe zur zuverlässigen Kontaktierung elektronischer Bauelemente in der SMT FAPS, 176 Seiten, 126 Bilder, 30 Tab. 1998.  
ISBN 3-87525-113-7.

Band 86: Frank Pöhlau  
Entscheidungsgrundlagen zur Einführung räumlicher spritzgegossener Schaltungsträger (3-D MID) FAPS, 144 Seiten, 99 Bilder. 1999.  
ISBN 3-87525-114-8.

Band 87: Roland T. A. Kals  
Fundamentals on the miniaturization of sheet metal working processes LFT, 128 Seiten, 58 Bilder, 11 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-115-6.

Band 88: Gerhard Luhn  
Implizites Wissen und technisches Handeln am Beispiel der Elektronikproduktion FAPS, 252 Seiten, 61 Bilder, 1 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-116-4.

Band 89: Axel Sprenger  
Adaptives Streckbiegen von Aluminium-Strangpreßprofilen LFT, 114 Seiten, 63 Bilder, 4 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-117-2.

Band 90: Hans-Jörg Pucher  
Untersuchungen zur Prozeßfolge Umformen, Bestücken und Laserstrahllöten von Mikrokontakten LFT, 158 Seiten, 69 Bilder, 9 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-119-9.

Band 91: Horst Arnet  
Profilbiegen mit kinematischer Gestalterzeugung LFT, 128 Seiten, 67 Bilder, 7 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-120-2.

Band 92: Doris Schubart  
Prozeßmodellierung und Technologieentwicklung beim Abtragen mit CO<sub>2</sub>-Laserstrahlung LFT, 133 Seiten, 57 Bilder, 13 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-122-9.

Band 93: Adrianus L. P. Coremans  
Laserstrahlsintern von Metallpulver - Prozeßmodellierung, Systemtechnik, Eigenschaften laserstrahlgesinterter Metallkörper LFT, 184 Seiten, 108 Bilder, 12 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-124-5.

Band 94: Hans-Martin Biehler  
Optimierungskonzepte für Qualitätsdatenverarbeitung und Informationsbereitstellung in der Elektronikfertigung FAPS, 194 Seiten, 105 Bilder. 1999.  
ISBN 3-87525-126-1.

Band 95: Wolfgang Becker  
Oberflächenausbildung und tribologische Eigenschaften excimerlaserstrahlbearbeiteter Hochleistungskeramiken LFT, 175 Seiten, 71 Bilder, 3 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-127-X.

Band 96: Philipp Hein  
Innenhochdruck-Umformen von Blechpaaren: Modellierung, Prozeßauslegung und Prozeßführung LFT, 129 Seiten, 57 Bilder, 7 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-128-8.

Band 97: Gunter Beitinger  
Herstellungs- und Prüfverfahren für  
thermoplastische Schaltungsträger  
FAPS, 169 Seiten, 92 Bilder, 20 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-129-6.

Band 98: Jürgen Knoblach  
Beitrag zur rechnerunterstützten  
verursachungsgerechten  
Angebotskalkulation von Blechteilen  
mit Hilfe wissensbasierter Methoden  
LFT, 155 Seiten, 53 Bilder, 26 Tab. 1999.  
ISBN 3-87525-130-X.

Band 99: Frank Breitenbach  
Bildverarbeitungssystem zur Erfassung  
der Anschlußgeometrie elektronischer  
SMT-Bauelemente  
LFT, 147 Seiten, 92 Bilder, 12 Tab. 2000.  
ISBN 3-87525-131-8.

Band 100: Bernd Falk  
Simulationsbasierte  
Lebensdauervorhersage für Werkzeuge  
der Kaltmassivumformung  
LFT, 134 Seiten, 44 Bilder, 15 Tab. 2000.  
ISBN 3-87525-136-9.

Band 101: Wolfgang Schlögl  
Integriertes Simulationsdaten-Management für Maschinenentwicklung und  
Anlagenplanung  
FAPS, 169 Seiten, 101 Bilder, 20 Tab. 2000.  
ISBN 3-87525-137-7.

Band 102: Christian Hinsel  
Ermüdungsbruchversagen  
hartstoffbeschichteter Werkzeugstähle  
in der Kaltmassivumformung  
LFT, 130 Seiten, 80 Bilder, 14 Tab. 2000.  
ISBN 3-87525-138-5.

Band 103: Stefan Bobbert  
Simulationsgestützte Prozessauslegung  
für das Innenhochdruck-Umformen  
von Blechpaaren  
LFT, 123 Seiten, 77 Bilder. 2000.  
ISBN 3-87525-145-8.

Band 104: Harald Rottbauer  
Modulares Planungswerkzeug zum  
Produktionsmanagement in der  
Elektronikproduktion  
FAPS, 166 Seiten, 106 Bilder. 2001.  
ISBN 3-87525-139-3.  
Band 111: Jürgen Göhringer  
Integrierte Telediagnose via Internet  
zum effizienten Service von  
Produktionssystemen  
FAPS, 178 Seiten, 98 Bilder, 5 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-147-4.

Band 105: Thomas Hennige  
Flexible Formgebung von Blechen  
durch Laserstrahlumformen  
LFT, 119 Seiten, 50 Bilder. 2001.  
ISBN 3-87525-140-7.

Band 106: Thomas Menzel  
Wissensbasierte Methoden für die  
rechnergestützte Charakterisierung  
und Bewertung innovativer  
Fertigungsprozesse  
LFT, 152 Seiten, 71 Bilder. 2001.  
ISBN 3-87525-142-3.

Band 107: Thomas Stöckel  
Kommunikationstechnische Integration  
der Prozessebene in Produktionssysteme  
durch Middleware-Frameworks  
FAPS, 147 Seiten, 65 Bilder, 5 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-143-1.

Band 108: Frank Pitter  
Verfügbarkeitssteigerung von  
Werkzeugmaschinen durch Einsatz  
mechatronischer Sensorlösungen  
FAPS, 158 Seiten, 131 Bilder, 8 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-144-X.

Band 109: Markus Korneli  
Integration lokaler CAP-Systeme in  
einen globalen Fertigungsdatenverbund  
FAPS, 121 Seiten, 53 Bilder, 11 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-146-6.

Band 110: Burkhard Müller  
Laserstrahljustieren mit Excimer-Lasern -  
Prozeßparameter und Modelle zur  
Aktorkonstruktion  
LFT, 128 Seiten, 36 Bilder, 9 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-159-8.

Band 111: Jürgen Göhringer  
Integrierte Telediagnose via Internet  
zum effizienten Service von  
Produktionssystemen  
FAPS, 178 Seiten, 98 Bilder, 5 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-147-4.

Band 112: Robert Feuerstein  
Qualitäts- und kosteneffiziente Integra-  
tion neuer Bauelementetechnologien in  
die Flachbaugruppenfertigung  
FAPS, 161 Seiten, 99 Bilder, 10 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-151-2.

Band 113: Marcus Reichenberger  
Eigenschaften und Einsatzmöglichkeiten  
alternativer Elektroniklote in der  
Oberflächenmontage (SMT)  
FAPS, 165 Seiten, 97 Bilder, 18 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-152-0.

Band 114: Alexander Huber  
Justieren vormontierter Systeme mit dem  
Nd:YAG-Laser unter Einsatz von Aktoren  
LFT, 122 Seiten, 58 Bilder, 5 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-153-9.

Band 115: Sami Krimi  
Analyse und Optimierung von Montage-  
systemen in der Elektronikproduktion  
FAPS, 155 Seiten, 88 Bilder, 3 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-157-1.

Band 116: Marion Merklein  
Laserstrahlumformen von  
Aluminiumwerkstoffen - Beeinflussung  
der Mikrostruktur und  
der mechanischen Eigenschaften  
LFT, 122 Seiten, 65 Bilder, 15 Tab. 2001.  
ISBN 3-87525-156-3.

Band 117: Thomas Collisi  
Ein informationslogistisches  
Architekturkonzept zur Akquisition  
simulationsrelevanter Daten  
FAPS, 181 Seiten, 105 Bilder, 7 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-164-4.

Band 118: Markus Koch  
Rationalisierung und ergonomische  
Optimierung im Innenausbau durch  
den Einsatz moderner  
Automatisierungstechnik  
FAPS, 176 Seiten, 98 Bilder, 9 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-165-2.

Band 119: Michael Schmidt  
Prozeßregelung für das Laserstrahl-  
Punktschweißen in der Elektronikpro-  
duktion  
LFT, 152 Seiten, 71 Bilder, 3 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-166-0.

Band 120: Nicolas Tiesler  
Grundlegende Untersuchungen zum  
Fließpressen metallischer Kleinstteile  
LFT, 126 Seiten, 78 Bilder, 12 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-175-X.

Band 121: Lars Pursche  
Methoden zur technologieorientierten  
Programmierung für  
die 3D-Lasermikrobearbeitung  
LFT, 111 Seiten, 39 Bilder, 0 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-183-0.

Band 122: Jan-Oliver Brassel  
Prozeßkontrolle beim  
Laserstrahl-Mikroschweißen  
LFT, 148 Seiten, 72 Bilder, 12 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-181-4.

Band 123: Mark Geisel  
Prozeßkontrolle und -steuerung beim  
Laserstrahlschweißen mit den Methoden  
der nichtlinearen Dynamik  
LFT, 135 Seiten, 46 Bilder, 2 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-180-6.

Band 124: Gerd Eßer  
Laserstrahlunterstützte Erzeugung  
metallischer Leiterstrukturen auf  
Thermoplastsubstraten für die  
MID-Technik  
LFT, 148 Seiten, 60 Bilder, 6 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-171-7.

Band 125: Marc Fleckenstein  
Qualität laserstrahl-gefügter  
Mikroverbindungen elektronischer  
Kontakte  
LFT, 159 Seiten, 77 Bilder, 7 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-170-9.

Band 126: Stefan Kaufmann  
Grundlegende Untersuchungen zum  
Nd:YAG- Laserstrahlfügen von Silizium  
für Komponenten der Optoelektronik  
LFT, 159 Seiten, 100 Bilder, 6 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-172-5.

Band 127: Thomas Fröhlich  
Simultanes Löten von Anschlußkontak-  
ten elektronischer Bauelemente mit  
Diodenlaserstrahlung  
LFT, 143 Seiten, 75 Bilder, 6 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-186-5.

Band 128: Achim Hofmann  
Erweiterung der Formgebungsgrenzen  
beim Umformen von  
Aluminiumwerkstoffen durch den Ein-  
satz prozessangepasster Platinen  
LFT, 113 Seiten, 58 Bilder, 4 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-182-2.

Band 129: Ingo Kriebitzsch  
3 - D MID Technologie in der  
Automobilelektronik  
FAPS, 129 Seiten, 102 Bilder, 10 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-169-5.

Band 130: Thomas Pohl  
Fertigungsqualität und Umformbarkeit  
laserstrahlgeschweißter Formplatinen  
aus Aluminiumlegierungen  
LFT, 133 Seiten, 93 Bilder, 12 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-173-3.

Band 131: Matthias Wenk  
Entwicklung eines konfigurierbaren  
Steuerungssystems für die flexible  
Sensorführung von Industrierobotern  
FAPS, 167 Seiten, 85 Bilder, 1 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-174-1.

Band 132: Matthias Negendanck  
Neue Sensorik und Aktorik für  
Bearbeitungsköpfe zum  
Laserstrahlschweißen  
LFT, 116 Seiten, 60 Bilder, 14 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-184-9.

Band 133: Oliver Kreis  
Integrierte Fertigung - Verfahrensin-  
tegration durch Innenhochdruck-Umfor-  
men, Trennen und Laserstrahlschweißen  
in einem Werkzeug sowie ihre tele- und  
multimediale Präsentation  
LFT, 167 Seiten, 90 Bilder, 43 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-176-8.

Band 134: Stefan Trautner  
Technische Umsetzung produktbezoge-  
ner Instrumente der Umweltpolitik bei  
Elektro- und Elektronikgeräten  
FAPS, 179 Seiten, 92 Bilder, 11 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-177-6.

Band 135: Roland Meier  
Strategien für einen produktorientierten  
Einsatz räumlicher spritzgegossener  
Schaltungsträger (3-D MID)  
FAPS, 155 Seiten, 88 Bilder, 14 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-178-4.

Band 136: Jürgen Wunderlich  
Kostensimulation - Simulationsbasierte  
Wirtschaftlichkeitsregelung komplexer  
Produktionssysteme  
FAPS, 202 Seiten, 119 Bilder, 17 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-179-2.

Band 137: Stefan Novotny  
Innenhochdruck-Umformen von Blechen  
aus Aluminium- und Magnesiumlegie-  
rungen bei erhöhter Temperatur  
LFT, 132 Seiten, 82 Bilder, 6 Tab. 2002.  
ISBN 3-87525-185-7.

Band 138: Andreas Licha  
Flexible Montageautomatisierung zur  
Komplettmontage flächenhafter Produkt-  
strukturen durch kooperierende  
Industrieroboter  
FAPS, 158 Seiten, 87 Bilder, 8 Tab. 2003.  
ISBN 3-87525-189-X.

Band 139: Michael Eisenbarth  
Beitrag zur Optimierung der Aufbau- und  
Verbindungstechnik für mechatronische  
Baugruppen  
FAPS, 207 Seiten, 141 Bilder, 9 Tab. 2003.  
ISBN 3-87525-190-3.

Band 140: Frank Christoph  
Durchgängige simulationsgestützte  
Planung von Fertigungseinrichtungen der  
Elektronikproduktion  
FAPS, 187 Seiten, 107 Bilder, 9 Tab. 2003.  
ISBN 3-87525-191-1.

Band 141: Hinnerk Hagenah  
Simulationsbasierte Bestimmung der  
zu erwartenden Maßhaltigkeit für das  
Blechbiegen  
LFT, 131 Seiten, 36 Bilder, 26 Tab. 2003.  
ISBN 3-87525-192-X.

Band 142: Ralf Eckstein  
Scherschneiden und Biegen metallischer  
Kleinstteile - Materialeinfluss und  
Materialverhalten  
LFT, 148 Seiten, 71 Bilder, 19 Tab. 2003.  
ISBN 3-87525-193-8.

Band 143: Frank H. Meyer-Pittroff  
Excimerlaserstrahlbiegen dünner  
metallischer Folien mit homogener  
Lichtlinie  
LFT, 138 Seiten, 60 Bilder, 16 Tab. 2003.  
ISBN 3-87525-196-2.

Band 144: Andreas Kach  
Rechnergestützte Anpassung von  
Laserstrahlschneidbahnen  
an Bauteilabweichungen  
LFT, 139 Seiten, 69 Bilder, 11 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-197-0.

Band 145: Stefan Hierl  
System- und Prozesstechnik für das  
simultane Löten mit Diodenlaserstrah-  
lung von elektronischen Bauelementen  
LFT, 124 Seiten, 66 Bilder, 4 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-198-9.

Band 146: Thomas Neudecker  
Tribologische Eigenschaften keramischer  
Blechumformwerkzeuge- Einfluss einer  
Oberflächenendbearbeitung mittels  
Excimerlaserstrahlung  
LFT, 166 Seiten, 75 Bilder, 26 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-200-4.

Band 147: Ulrich Wenger  
Prozessoptimierung in der Wickeltechnik  
durch innovative maschinenbauliche und  
regelungstechnische Ansätze  
FAPS, 132 Seiten, 88 Bilder, 0 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-203-9.

Band 148: Stefan Slama  
Effizienzsteigerung in der Montage durch  
marktorientierte Montagestrukturen und  
erweiterte Mitarbeiterkompetenz  
FAPS, 188 Seiten, 125 Bilder, 0 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-204-7.

Band 149: Thomas Wurm  
Laserstrahljustieren mittels Aktoren-Ent-  
wicklung von Konzepten und Methoden  
für die rechnerunterstützte Modellierung  
und Optimierung von komplexen  
Aktorsystemen in der Mikrotechnik  
LFT, 122 Seiten, 51 Bilder, 9 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-206-3.

Band 150: Martino Celeghini  
Wirkmedienbasierte Blechumformung:  
Grundlagenuntersuchungen zum Einfluss  
von Werkstoff und Bauteilgeometrie  
LFT, 146 Seiten, 77 Bilder, 6 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-207-1.

Band 151: Ralph Hohenstein  
Entwurf hochdynamischer Sensor- und  
Regelsysteme für die adaptive  
Laserbearbeitung  
LFT, 282 Seiten, 63 Bilder, 16 Tab. 2004.  
ISBN 3-87525-210-1.

Band 152: Angelika Hutterer  
Entwicklung prozessüberwachender  
Regelkreise für flexible  
Formgebungsprozesse  
LFT, 149 Seiten, 57 Bilder, 2 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-212-8.

Band 153: Emil Egerer  
Massivumformen metallischer Kleinst-  
teile bei erhöhter Prozesstemperatur  
LFT, 158 Seiten, 87 Bilder, 10 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-213-6.

Band 154: Rüdiger Holzmann  
Strategien zur nachhaltigen Optimierung  
von Qualität und Zuverlässigkeit in  
der Fertigung hochintegrierter  
Flachbaugruppen  
FAPS, 186 Seiten, 99 Bilder, 19 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-217-9.

Band 155: Marco Nock  
Biegeumformen mit  
Elastomerwerkzeugen Modellierung,  
Prozessauslegung und Abgrenzung des  
Verfahrens am Beispiel des Rohrbiegens  
LFT, 164 Seiten, 85 Bilder, 13 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-218-7.

Band 156: Frank Niebling  
Qualifizierung einer Prozesskette zum  
Laserstrahlsintern metallischer Bauteile  
LFT, 148 Seiten, 89 Bilder, 3 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-219-5.

Band 157: Markus Meiler  
Großserientauglichkeit trockenschmier-  
stoffbeschichteter Aluminiumbleche im  
Presswerk Grundlegende Untersuchun-  
gen zur Tribologie, zum Umformverhal-  
ten und Bauteilversuche  
LFT, 104 Seiten, 57 Bilder, 21 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-221-7.

Band 158: Agus Sutanto  
Solution Approaches for Planning of  
Assembly Systems in Three-Dimensional  
Virtual Environments  
FAPS, 169 Seiten, 98 Bilder, 3 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-220-9.

Band 159: Matthias Boiger  
Hochleistungssysteme für die Fertigung  
elektronischer Baugruppen auf der Basis  
flexibler Schaltungsträger  
FAPS, 175 Seiten, 111 Bilder, 8 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-222-5.

Band 160: Matthias Pitz  
Laserunterstütztes Biegen höchstfester  
Mehrphasenstähle  
LFT, 120 Seiten, 73 Bilder, 11 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-223-3.

Band 161: Meik Vahl  
Beitrag zur gezielten Beeinflussung des  
Werkstoffflusses beim Innenhochdruck-  
Umformen von Blechen  
LFT, 165 Seiten, 94 Bilder, 15 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-224-1.

Band 162: Peter K. Kraus  
Plattformstrategien - Realisierung  
einer varianz- und kostenoptimierten  
Wertschöpfung  
FAPS, 181 Seiten, 95 Bilder, 0 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-226-8.

Band 163: Adrienn Cser  
Laserstrahlschmelzabtrag - Prozessana-  
lyse und -modellierung  
LFT, 146 Seiten, 79 Bilder, 3 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-227-6.

Band 164: Markus C. Hahn  
Grundlegende Untersuchungen zur  
Herstellung von Leichtbauverbundstruk-  
turen mit Aluminiumschaumkern  
LFT, 143 Seiten, 60 Bilder, 16 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-228-4.

Band 165: Gordana Michos  
Mechatronische Ansätze zur Optimie-  
rung von Vorschubachsen  
FAPS, 146 Seiten, 87 Bilder, 17 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-230-6.

Band 166: Markus Stark  
Auslegung und Fertigung hochpräziser  
Faser-Kollimator-Arrays  
LFT, 158 Seiten, 115 Bilder, 11 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-231-4.

Band 167: Yurong Zhou  
Kollaboratives Engineering Management  
in der integrierten virtuellen Entwicklung  
der Anlagen für die Elektronikproduktion  
FAPS, 156 Seiten, 84 Bilder, 6 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-232-2.

Band 168: Werner Enser  
Neue Formen permanenter und lösbarer elektrischer Kontaktierungen für mechatronische Baugruppen  
FAPS, 190 Seiten, 112 Bilder, 5 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-233-0.

Band 169: Katrin Melzer  
Integrierte Produktpolitik bei elektrischen und elektronischen Geräten zur Optimierung des Product-Life-Cycle  
FAPS, 155 Seiten, 91 Bilder, 17 Tab. 2005.  
ISBN 3-87525-234-9.

Band 170: Alexander Putz  
Grundlegende Untersuchungen zur Erfassung der realen Vorspannung von armierten Kaltfließpresswerkzeugen mittels Ultraschall  
LFT, 137 Seiten, 71 Bilder, 15 Tab. 2006.  
ISBN 3-87525-237-3.

Band 171: Martin Prechtl  
Automatisiertes Schichtverfahren für metallische Folien - System- und Prozesstechnik  
LFT, 154 Seiten, 45 Bilder, 7 Tab. 2006.  
ISBN 3-87525-238-1.

Band 172: Markus Meidert  
Beitrag zur deterministischen Lebensdauerabschätzung von Werkzeugen der Kaltmassivumformung  
LFT, 131 Seiten, 78 Bilder, 9 Tab. 2006.  
ISBN 3-87525-239-X.

Band 173: Bernd Müller  
Robuste, automatisierte Montagesysteme durch adaptive Prozessführung und montageübergreifende Fehlerprävention am Beispiel flächiger Leichtbauteile  
FAPS, 147 Seiten, 77 Bilder, 0 Tab. 2006.  
ISBN 3-87525-240-3.

Band 174: Alexander Hofmann  
Hybrides Laserdurchstrahlsschweißen von Kunststoffen  
LFT, 136 Seiten, 72 Bilder, 4 Tab. 2006.  
ISBN 978-3-87525-243-9.

Band 175: Peter Wölflick  
Innovative Substrate und Prozesse mit feinsten Strukturen für bleifreie Mechatronik-Anwendungen  
FAPS, 177 Seiten, 148 Bilder, 24 Tab. 2006.  
ISBN 978-3-87525-246-0.

Band 176: Attila Komlodi  
Detection and Prevention of Hot Cracks during Laser Welding of Aluminium Alloys Using Advanced Simulation Methods  
LFT, 155 Seiten, 89 Bilder, 14 Tab. 2006.  
ISBN 978-3-87525-248-4.

Band 177: Uwe Popp  
Grundlegende Untersuchungen zum Laserstrahlstrukturieren von Kaltmassivumformwerkzeugen  
LFT, 140 Seiten, 67 Bilder, 16 Tab. 2006.  
ISBN 978-3-87525-249-1.

Band 178: Veit Rückel  
Rechnergestützte Ablaufplanung und Bahngenerierung Für kooperierende Industrieroboter  
FAPS, 148 Seiten, 75 Bilder, 7 Tab. 2006.  
ISBN 978-3-87525-250-7.

Band 179: Manfred Dirscherl  
Nicht-thermische Mikrojustiertechnik mittels ultrakurzer Laserpulse  
LFT, 154 Seiten, 69 Bilder, 10 Tab. 2007.  
ISBN 978-3-87525-251-4.

Band 180: Yong Zhuo  
Entwurf eines rechnergestützten integrierten Systems für Konstruktion und Fertigungsplanung räumlicher spritzgegossener Schaltungsträger (3D-MID)  
FAPS, 181 Seiten, 95 Bilder, 5 Tab. 2007.  
ISBN 978-3-87525-253-8.

Band 181: Stefan Lang  
Durchgängige Mitarbeiterinformation zur Steigerung von Effizienz und Prozesssicherheit in der Produktion  
FAPS, 172 Seiten, 93 Bilder. 2007.  
ISBN 978-3-87525-257-6.

Band 182: Hans-Joachim Krauß  
Laserstrahlinduzierte Pyrolyse präkeramischer Polymere  
LFT, 171 Seiten, 100 Bilder. 2007.  
ISBN 978-3-87525-258-3.

Band 183: Stefan Junker  
Technologien und Systemlösungen für die flexibel automatisierte Bestückung permanent erregter Läufer mit oberflächenmontierten Dauermagneten  
FAPS, 173 Seiten, 75 Bilder. 2007.  
ISBN 978-3-87525-259-0.

Band 184: Rainer Kohlbauer  
Wissensbasierte Methoden für die simulationsgestützte Auslegung wirkmedienbasierter Blechumformprozesse  
LFT, 135 Seiten, 50 Bilder. 2007.  
ISBN 978-3-87525-260-6.

Band 185: Klaus Lamprecht  
Wirkmedienbasierte Umformung tiefgezogener Vorformen unter besonderer Berücksichtigung maßgeschneiderter Halbzeuge  
LFT, 137 Seiten, 81 Bilder. 2007.  
ISBN 978-3-87525-265-1.

Band 186: Bernd Zolleiß  
Optimierte Prozesse und Systeme für die Bestückung mechatronischer Baugruppen  
FAPS, 180 Seiten, 117 Bilder. 2007.  
ISBN 978-3-87525-266-8.

Band 187: Michael Kerausch  
Simulationsgestützte Prozessauslegung für das Umformen lokal wärmebehandelter Aluminiumplatten  
LFT, 146 Seiten, 76 Bilder, 7 Tab. 2007.  
ISBN 978-3-87525-267-5.

Band 188: Matthias Weber  
Unterstützung der Wandlungsfähigkeit von Produktionsanlagen durch innovative Softwaresysteme  
FAPS, 183 Seiten, 122 Bilder, 3 Tab. 2007.  
ISBN 978-3-87525-269-9.

Band 189: Thomas Frick  
Untersuchung der prozessbestimmenden Strahl-Stoff-Wechselwirkungen beim Laserstrahlschweißen von Kunststoffen  
LFT, 104 Seiten, 62 Bilder, 8 Tab. 2007.  
ISBN 978-3-87525-268-2.

Band 190: Joachim Hecht  
Werkstoffcharakterisierung und  
Prozessauslegung für die wirkmedienba-  
sierte Doppelblech-Umformung von  
Magnesiumlegierungen  
LFT, 107 Seiten, 91 Bilder, 2 Tab. 2007.  
ISBN 978-3-87525-270-5.

Band 191: Ralf Völkl  
Stochastische Simulation zur Werkzeug-  
lebensdaueroptimierung und Präzisions-  
fertigung in der Kaltmassivumformung  
LFT, 178 Seiten, 75 Bilder, 12 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-272-9.

Band 192: Massimo Tolazzi  
Innenhochdruck-Umformen verstärkter  
Blech-Rahmenstrukturen  
LFT, 164 Seiten, 85 Bilder, 7 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-273-6.

Band 193: Cornelia Hoff  
Untersuchung der Prozesseinflussgrößen  
beim Presshärten des höchstfesten  
Vergütungsstahls 22MnB5  
LFT, 133 Seiten, 92 Bilder, 5 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-275-0.

Band 194: Christian Alvarez  
Simulationsgestützte Methoden zur  
effizienten Gestaltung von Lötprozessen  
in der Elektronikproduktion  
FAPS, 149 Seiten, 86 Bilder, 8 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-277-4.

Band 195: Andreas Kunze  
Automatisierte Montage von makrome-  
chatronischen Modulen zur flexiblen  
Integration in hybride  
Pkw-Bordnetzsysteme  
FAPS, 160 Seiten, 90 Bilder, 14 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-278-1.

Band 196: Wolfgang Hußnätter  
Grundlegende Untersuchungen zur  
experimentellen Ermittlung und zur  
Modellierung von Fließortkurven bei  
erhöhten Temperaturen  
LFT, 152 Seiten, 73 Bilder, 21 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-279-8.

Band 197: Thomas Bigl  
Entwicklung, angepasste Herstellungs-  
verfahren und erweiterte Qualitätssiche-  
rung von einatzgerechten elektroni-  
schen Baugruppen  
FAPS, 175 Seiten, 107 Bilder, 14 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-280-4.

Band 198: Stephan Roth  
Grundlegende Untersuchungen zum  
Excimerlaserstrahl-Abtragen unter  
Flüssigkeitsfilmen  
LFT, 113 Seiten, 47 Bilder, 14 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-281-1.

Band 199: Artur Giera  
Prozesstechnische Untersuchungen  
zum Rührreibschweißen metallischer  
Werkstoffe  
LFT, 179 Seiten, 104 Bilder, 36 Tab. 2008.  
ISBN 978-3-87525-282-8.

Band 200: Jürgen Lechler  
Beschreibung und Modellierung  
des Werkstoffverhaltens von  
presshärtbaren Bor-Manganstählen  
LFT, 154 Seiten, 75 Bilder, 12 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-286-6.

Band 201: Andreas Blankl  
Untersuchungen zur Erhöhung der  
Prozessrobustheit bei der Innenhoch-  
druck-Umformung von flächigen Halb-  
zeugen mit vor- bzw. nachgeschalteten  
Laserstrahlfügeoperationen  
LFT, 120 Seiten, 68 Bilder, 9 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-287-3.

Band 202: Andreas Schaller  
Modellierung eines nachfrageorientierten  
Produktionskonzeptes für mobile  
Telekommunikationsgeräte  
FAPS, 120 Seiten, 79 Bilder, 0 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-289-7.

Band 203: Claudius Schimpf  
Optimierung von Zuverlässigkeitsunter-  
suchungen, Prüfabläufen und Nachar-  
beitsprozessen in der Elektronikproduk-  
tion  
FAPS, 162 Seiten, 90 Bilder, 14 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-290-3.

Band 204: Simon Dietrich  
Sensoriken zur Schwerpunktlagebestim-  
mung der optischen Prozessemissionen  
beim Laserstrahliefschweißen  
LFT, 138 Seiten, 70 Bilder, 5 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-292-7.

Band 205: Wolfgang Wolf  
Entwicklung eines agentenbasierten  
Steuerungssystems zur  
Materialflussorganisation im  
wandelbaren Produktionsumfeld  
FAPS, 167 Seiten, 98 Bilder. 2009.  
ISBN 978-3-87525-293-4.

Band 206: Steffen Polster  
Laserdurchstrahlschweißen  
transparenter Polymerbauteile  
LFT, 160 Seiten, 92 Bilder, 13 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-294-1.

Band 207: Stephan Manuel Dörfler  
Rührreibschweißen von walzplattiertem  
Halbzeug und Aluminiumblech zur  
Herstellung flächiger Aluminiumschaum-  
Sandwich-Verbundstrukturen  
LFT, 190 Seiten, 98 Bilder, 5 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-295-8.

Band 208: Uwe Vogt  
Seriennahe Auslegung von Aluminium  
Tailored Heat Treated Blanks  
LFT, 151 Seiten, 68 Bilder, 26 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-296-5.

Band 209: Till Laumann  
Qualitative und quantitative Bewertung  
der Crashtauglichkeit von höchstfesten  
Stählen  
LFT, 117 Seiten, 69 Bilder, 7 Tab. 2009.  
ISBN 978-3-87525-299-6.

Band 210: Alexander Diehl  
Größeneffekte bei Biegeprozessen-  
Entwicklung einer Methodik zur  
Identifikation und Quantifizierung  
LFT, 180 Seiten, 92 Bilder, 12 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-302-3.

Band 211: Detlev Staud  
Effiziente Prozesskettenauslegung für das  
Umformen lokal wärmebehandelter und  
geschweißter Aluminiumbleche  
LFT, 164 Seiten, 72 Bilder, 12 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-303-0.

Band 212: Jens Ackermann  
Prozesssicherung beim Laserdurchstrahl-  
schweißen thermoplastischer Kunststoffe  
LPT, 129 Seiten, 74 Bilder, 13 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-305-4.

Band 213: Stephan Weidel  
Grundlegende Untersuchungen zum  
Kontaktzustand zwischen Werkstück  
und Werkzeug bei umformtechnischen  
Prozessen unter tribologischen  
Gesichtspunkten  
LFT, 144 Seiten, 67 Bilder, 11 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-307-8.

Band 214: Stefan Geißdörfer  
Entwicklung eines mesoskopischen Modells zur Abbildung von Größeneffekten in der Kaltmassivumformung mit Methoden der FE-Simulation  
LFT, 133 Seiten, 83 Bilder, 11 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-308-5.

Band 215: Christian Matzner  
Konzeption produktspezifischer Lösungen zur Robustheitssteigerung elektronischer Systeme gegen die Einwirkung von Betauung im Automobil  
FAPS, 165 Seiten, 93 Bilder, 14 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-309-2.

Band 216: Florian Schüßler  
Verbindungs- und Systemtechnik für thermisch hochbeanspruchte und miniaturisierte elektronische Baugruppen  
FAPS, 184 Seiten, 93 Bilder, 18 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-310-8.

Band 217: Massimo Cojutti  
Strategien zur Erweiterung der Prozessgrenzen bei der Innhochdruck-Umformung von Rohren und Blechpaaren  
LFT, 125 Seiten, 56 Bilder, 9 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-312-2.

Band 218: Raoul Plettke  
Mehrkriterielle Optimierung komplexer Aktorsysteme für das Laserstrahljustieren  
LFT, 152 Seiten, 25 Bilder, 3 Tab. 2010.  
ISBN 978-3-87525-315-3.

Band 219: Andreas Dobroschke  
Flexible Automatisierungslösungen für die Fertigung wickeltechnischer Produkte  
FAPS, 184 Seiten, 109 Bilder, 18 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-317-7.

Band 220: Azhar Zam  
Optical Tissue Differentiation for Sensor-Controlled Tissue-Specific Laser Surgery  
LPT, 99 Seiten, 45 Bilder, 8 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-318-4.

Band 221: Michael Rösch  
Potenziale und Strategien zur Optimierung des Schablonendruckprozesses in der Elektronikproduktion  
FAPS, 192 Seiten, 127 Bilder, 19 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-319-1.

Band 222: Thomas Rechtenwald  
Quasi-isothermes Laserstrahlsintern von Hochtemperatur-Thermoplasten - Eine Betrachtung werkstoff-prozessspezifischer Aspekte am Beispiel PEEK  
LPT, 150 Seiten, 62 Bilder, 8 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-320-7.

Band 223: Daniel Craiovan  
Prozesse und Systemlösungen für die SMT-Montage optischer Bauelemente auf Substrate mit integrierten Lichtwellenleitern  
FAPS, 165 Seiten, 85 Bilder, 8 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-324-5.

Band 224: Kay Wagner  
Beanspruchungsangepasste  
Kaltmassivumformwerkzeuge durch  
lokal optimierte Werkzeugoberflächen  
LFT, 147 Seiten, 103 Bilder, 17 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-325-2.

Band 225: Martin Brandhuber  
Verbesserung der Prognosegüte des Ver-  
sagens von Punktschweißverbindungen  
bei höchstfesten Stahlgüten  
LFT, 155 Seiten, 91 Bilder, 19 Tab. 2011.  
ISBN 978-3-87525-327-6.

Band 226: Peter Sebastian Feuser  
Ein Ansatz zur Herstellung von  
pressgehärteten Karosseriekomponenten  
mit maßgeschneiderten mechanischen  
Eigenschaften: Temperierte Umform-  
werkzeuge. Prozessfenster, Prozesssimu-  
lation und funktionale Untersuchung  
LFT, 195 Seiten, 97 Bilder, 60 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-328-3.

Band 227: Murat Arbak  
Material Adapted Design of Cold Forging  
Tools Exemplified by Powder  
Metallurgical Tool Steels and Ceramics  
LFT, 109 Seiten, 56 Bilder, 8 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-330-6.

Band 228: Indra Pitz  
Beschleunigte Simulation des  
Laserstrahlumformens von  
Aluminiumblechen  
LPT, 137 Seiten, 45 Bilder, 27 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-333-7.

Band 229: Alexander Grimm  
Prozessanalyse und -überwachung des  
Laserstrahlhartlötens mittels optischer  
Sensorik  
LPT, 125 Seiten, 61 Bilder, 5 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-334-4.

Band 230: Markus Kupper  
Biegen von höhenfesten Stahlblechwerk-  
stoffen - Umformverhalten und Grenzen  
der Biegebarkeit  
LFT, 160 Seiten, 57 Bilder, 10 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-339-9.

Band 231: Thomas Kroiß  
Modellbasierte Prozessauslegung für  
die Kaltmassivumformung unter  
Brücksichtigung der Werkzeug- und  
Pressenauffederung  
LFT, 169 Seiten, 50 Bilder, 19 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-341-2.

Band 232: Christian Goth  
Analyse und Optimierung der Entwick-  
lung und Zuverlässigkeit räumlicher  
Schaltungsträger (3D-MID)  
FAPS, 176 Seiten, 102 Bilder, 22 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-340-5.

Band 233: Christian Ziegler  
Ganzheitliche Automatisierung  
mechatronischer Systeme in der Medizin  
am Beispiel Strahlentherapie  
FAPS, 170 Seiten, 71 Bilder, 19 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-342-9.

Band 234: Florian Albert  
Automatisiertes Laserstrahllöten  
und -reparaturlöten elektronischer  
Baugruppen  
LPT, 127 Seiten, 78 Bilder, 11 Tab. 2012.  
ISBN 978-3-87525-344-3.

Band 235: Thomas Stöhr  
Analyse und Beschreibung des  
mechanischen Werkstoffverhaltens  
von presshärtbaren Bor-Manganstählen  
LFT, 118 Seiten, 74 Bilder, 18 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-346-7.

Band 236: Christian Kägeler  
Prozessdynamik beim  
Laserstrahlschweißen verzinkter  
Stahlbleche im Überlappstoß  
LPT, 145 Seiten, 80 Bilder, 3 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-347-4.

Band 237: Andreas Sulzberger  
Seriennahe Auslegung der Prozesskette  
zur wärmeunterstützten Umformung  
von Aluminiumblechwerkstoffen  
LFT, 153 Seiten, 87 Bilder, 17 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-349-8.

Band 238: Simon Opel  
Herstellung prozessangepasster  
Halbzeuge mit variabler Blechdicke  
durch die Anwendung von Verfahren  
der Blechmassivumformung  
LFT, 165 Seiten, 108 Bilder, 27 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-350-4.

Band 239: Rajesh Kanawade  
In-vivo Monitoring of Epithelium  
Vessel and Capillary Density for the  
Application of Detection of Clinical  
Shock and Early Signs of Cancer Develop-  
ment  
LPT, 124 Seiten, 58 Bilder, 15 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-351-1.

Band 240: Stephan Busse  
Entwicklung und Qualifizierung eines  
Schneidclinchverfahrens  
LFT, 119 Seiten, 86 Bilder, 20 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-352-8.

Band 241: Karl-Heinz Leitz  
Mikro- und Nanostrukturierung mit kurz  
und ultrakurz gepulster Laserstrahlung  
LPT, 154 Seiten, 71 Bilder, 9 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-355-9.

Band 242: Markus Michl  
Webbasierte Ansätze zur ganzheitlichen  
technischen Diagnose  
FAPS, 182 Seiten, 62 Bilder, 20 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-356-6.

Band 243: Vera Sturm  
Einfluss von Chargenschwankungen  
auf die Verarbeitungsgrenzen von  
Stahlwerkstoffen  
LFT, 113 Seiten, 58 Bilder, 9 Tab. 2013.  
ISBN 978-3-87525-357-3.

Band 244: Christian Neudel  
Mikrostrukturelle und mechanisch-technologische Eigenschaften widerstandspunktgeschweißter Aluminium-Stahl-Verbindungen für den Fahrzeugbau  
LFT, 178 Seiten, 171 Bilder, 31 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-358-0.

Band 245: Anja Neumann  
Konzept zur Beherrschung der Prozessschwankungen im Presswerk  
LFT, 162 Seiten, 68 Bilder, 15 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-360-3.

Band 246: Ulf-Hermann Quentin  
Laserbasierte Nanostrukturierung mit optisch positionierten Mikrolinsen  
LPT, 137 Seiten, 89 Bilder, 6 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-361-0.

Band 247: Erik Lamprecht  
Der Einfluss der Fertigungsverfahren auf die Wirbelstromverluste von Stator-Einzelzahnblechpaketen für den Einsatz in Hybrid- und Elektrofahrzeugen  
FAPS, 148 Seiten, 138 Bilder, 4 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-362-7.

Band 248: Sebastian Rösel  
Wirkmedienbasierte Umformung von Blechhalbzeugen unter Anwendung magnetorheologischer Flüssigkeiten als kombiniertes Wirk- und Dichtmedium  
LFT, 148 Seiten, 61 Bilder, 12 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-363-4.

Band 249: Paul Hippchen  
Simulative Prognose der Geometrie indirekt pressgehärteter Karosseriebauteile für die industrielle Anwendung  
LFT, 163 Seiten, 89 Bilder, 12 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-364-1.

Band 250: Martin Zubeil  
Versagensprognose bei der Prozesssimulation von Biegeumform- und Falzverfahren  
LFT, 171 Seiten, 90 Bilder, 5 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-365-8.

Band 251: Alexander Kühl  
Flexible Automatisierung der Statorenmontage mit Hilfe einer universellen ambidexteren Kinematik  
FAPS, 142 Seiten, 60 Bilder, 26 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-367-2.

Band 252: Thomas Albrecht  
Optimierte Fertigungstechnologien für Rotoren getriebeintegrierter PM-Synchronmotoren von Hybridfahrzeugen  
FAPS, 198 Seiten, 130 Bilder, 38 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-368-9.

Band 253: Florian Risch  
Planning and Production Concepts for Contactless Power Transfer Systems for Electric Vehicles  
FAPS, 185 Seiten, 125 Bilder, 13 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-369-6.

Band 254: Markus Weigl  
Laserstrahlschweißen von Mischverbindungen aus austenitischen und ferritischen korrosionsbeständigen Stahlwerkstoffen  
LPT, 184 Seiten, 110 Bilder, 6 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-370-2.

Band 255: Johannes Noneder  
Beanspruchungserfassung für die Validierung von FE-Modellen zur Auslegung von Massivumformwerkzeugen  
LFT, 161 Seiten, 65 Bilder, 14 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-371-9.

Band 256: Andreas Reinhardt  
Ressourceneffiziente Prozess- und Produktionstechnologie für flexible Schaltungsträger  
FAPS, 123 Seiten, 69 Bilder, 19 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-373-3.

Band 257: Tobias Schmuck  
Ein Beitrag zur effizienten Gestaltung globaler Produktions- und Logistiknetzwerke mittels Simulation  
FAPS, 151 Seiten, 74 Bilder. 2014.  
ISBN 978-3-87525-374-0.

Band 258: Bernd Eichenhüller  
Untersuchungen der Effekte und Wechselwirkungen charakteristischer Einflussgrößen auf das Umformverhalten bei Mikroumformprozessen  
LFT, 127 Seiten, 29 Bilder, 9 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-375-7.

Band 259: Felix Lütteke  
Vielseitiges autonomes Transportsystem basierend auf Weltmodellerstellung mittels Datenfusion von Deckenkameras und Fahrzeugsensoren  
FAPS, 152 Seiten, 54 Bilder, 20 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-376-4.

Band 260: Martin Grüner  
Hochdruck-Blechumformung mit formlos festen Stoffen als Wirkmedium  
LFT, 144 Seiten, 66 Bilder, 29 Tab. 2014.  
ISBN 978-3-87525-379-5.

Band 261: Christian Brock  
Analyse und Regelung des Laserstrahl-tiefschweißprozesses durch Detektion der Metaldampffackelposition  
LPT, 126 Seiten, 65 Bilder, 3 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-380-1.

Band 262: Peter Vatter  
Sensitivitätsanalyse des 3-Rollen-Schubbiegens auf Basis der Finite Elemente Methode  
LFT, 145 Seiten, 57 Bilder, 26 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-381-8.

Band 263: Florian Klämpfl  
Planung von Laserbestrahlungen durch simulationsbasierte Optimierung  
LPT, 169 Seiten, 78 Bilder, 32 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-384-9.

Band 264: Matthias Domke  
Transiente physikalische Mechanismen  
bei der Laserablation von dünnen  
Metallschichten  
LPT, 133 Seiten, 43 Bilder, 3 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-385-6.

Band 265: Johannes Götz  
Community-basierte Optimierung des  
Anlagenengineerings  
FAPS, 177 Seiten, 80 Bilder, 30 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-386-3.

Band 266: Hung Nguyen  
Qualifizierung des Potentials von  
Verfestigungseffekten zur Erweiterung  
des Umformvermögens aushärtbarer  
Aluminiumlegierungen  
LFT, 137 Seiten, 57 Bilder, 16 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-387-0.

Band 267: Andreas Kuppert  
Erweiterung und Verbesserung von Ver-  
suchs- und Auswertetechniken für die  
Bestimmung von Grenzformänderungs-  
kurven  
LFT, 138 Seiten, 82 Bilder, 2 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-388-7.

Band 268: Kathleen Klaus  
Erstellung eines Werkstofforientierten  
Fertigungsprozessfensters zur Steigerung  
des Formgebungsvermögens von Alumi-  
niumlegierungen unter Anwendung einer  
zwischeneschalteten Wärmebehandlung  
LFT, 154 Seiten, 70 Bilder, 8 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-391-7.

Band 269: Thomas Svec  
Untersuchungen zur Herstellung von  
funktionsoptimierten Bauteilen im  
partiellen Presshärtprozess mittels lokal  
unterschiedlich temperierter Werkzeuge  
LFT, 166 Seiten, 87 Bilder, 15 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-392-4.

Band 270: Tobias Schrader  
Grundlegende Untersuchungen zur  
Verschleißcharakterisierung beschichte-  
ter Kaltmassivumformwerkzeuge  
LFT, 164 Seiten, 55 Bilder, 11 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-393-1.

Band 271: Matthäus Brela  
Untersuchung von Magnetfeld-Messme-  
thoden zur ganzheitlichen Wertschöp-  
fungsoptimierung und Fehlerdetektion  
an magnetischen Aktoren  
FAPS, 170 Seiten, 97 Bilder, 4 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-394-8.

Band 272: Michael Wieland  
Entwicklung einer Methode zur Prognose  
adhäsiven Verschleißes an Werkzeugen  
für das direkte Presshärten  
LFT, 156 Seiten, 84 Bilder, 9 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-395-5.

Band 273: René Schramm  
Strukturierte additive Metallisierung  
durch kaltaktives  
Atmosphärendruckplasma  
FAPS, 136 Seiten, 62 Bilder, 15 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-396-2.

Band 274: Michael Lechner  
Herstellung beanspruchungsangepasster  
Aluminiumblechhalbzeuge durch  
eine maßgeschneiderte Variation der  
Abkühlgeschwindigkeit nach  
Lösungsglühen  
LFT, 136 Seiten, 62 Bilder, 15 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-397-9.

Band 275: Kolja Andreas  
Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit  
auf das Werkzeugeinsatzverhalten beim  
Kaltfließpressen  
LFT, 169 Seiten, 76 Bilder, 4 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-398-6.

Band 276: Marcus Baum  
Laser Consolidation of ITO Nanoparticles  
for the Generation of Thin Conductive  
Layers on Transparent Substrates  
LPT, 158 Seiten, 75 Bilder, 3 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-399-3.

Band 277: Thomas Schneider  
Umformtechnische Herstellung  
dünnwandiger Funktionsbauteile  
aus Feinblech durch Verfahren der  
Blechmassivumformung  
LFT, 188 Seiten, 95 Bilder, 7 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-401-3.

Band 278: Jochen Merhof  
Sematische Modellierung automatisierter  
Produktionssysteme zur Verbesserung  
der IT-Integration zwischen Anlagen-  
Engineering und Steuerungsebene  
FAPS, 157 Seiten, 88 Bilder, 8 Tab. 2015.  
ISBN 978-3-87525-402-0.

Band 279: Fabian Zöller  
Erarbeitung von Grundlagen zur  
Abbildung des tribologischen Systems  
in der Umformsimulation  
LFT, 126 Seiten, 51 Bilder, 3 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-403-7.

Band 280: Christian Hezler  
Einsatz technologischer Versuche zur  
Erweiterung der Versagensvorhersage  
bei Karosseriebauteilen aus höchstfesten  
Stählen  
LFT, 147 Seiten, 63 Bilder, 44 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-404-4.

Band 281: Jochen Bönig  
Integration des Systemverhaltens von  
Automobil-Hochvoltleitungen in die  
virtuelle Absicherung durch  
strukturmechanische Simulation  
FAPS, 177 Seiten, 107 Bilder, 17 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-405-1.

Band 282: Johannes Kohl  
Automatisierte Datenerfassung für disk-  
ret ereignisorientierte Simulationen in  
der energieflexiblen Fabrik  
FAPS, 160 Seiten, 80 Bilder, 27 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-406-8.

Band 283: Peter Bechtold  
Mikroschockwellenumformung mittels  
ultrakurzer Laserpulse  
LPT, 155 Seiten, 59 Bilder, 10 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-407-5.

Band 284: Stefan Berger  
Laserstrahlschweißen thermoplastischer  
Kohlenstofffaserverbundwerkstoffe mit  
spezifischem Zusatzdraht  
LFT, 118 Seiten, 68 Bilder, 9 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-408-2.

Band 285: Martin Bornschlegl  
Methods-Energy Measurement - Eine  
Methode zur Energieplanung für  
Fügeverfahren im Karosseriebau  
FAPS, 136 Seiten, 72 Bilder, 46 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-409-9.

Band 286: Tobias Rackow  
Erweiterung des Unternehmenscontrol-  
lings um die Dimension Energie  
FAPS, 164 Seiten, 82 Bilder, 29 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-410-5.

Band 287: Johannes Koch  
Grundlegende Untersuchungen zur  
Herstellung zyklisch-symmetrischer  
Bauteile mit Nebenformelementen durch  
Blechmassivumformung  
LFT, 125 Seiten, 49 Bilder, 17 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-411-2.

Band 288: Hans Ulrich Vierzigmann  
Beitrag zur Untersuchung der  
tribologischen Bedingungen in der  
Blechmassivumformung - Bereitstellung  
von tribologischen Modellversuchen und  
Realisierung von Tailored Surfaces  
LFT, 174 Seiten, 102 Bilder, 34 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-412-9.

Band 289: Thomas Senner  
Methodik zur virtuellen Absicherung  
der formgebenden Operation des  
Nasspressprozesses von  
Gelege-Mehrschichtverbunden  
LFT, 156 Seiten, 96 Bilder, 21 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-414-3.

Band 290: Sven Kreitlein  
Der grundoperationsspezifische  
Mindestenergiebedarf als Referenzwert  
zur Bewertung der Energieeffizienz in  
der Produktion  
FAPS, 185 Seiten, 64 Bilder, 30 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-415-0.

Band 291: Christian Roos  
Remote-Laserstrahlschweißen verzinkter  
Stahlbleche in Kehlnahtgeometrie  
LFT, 123 Seiten, 52 Bilder, 0 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-416-7.

Band 292: Alexander Kahrmanidis  
Thermisch unterstützte Umformung von  
Aluminiumblechen  
LFT, 165 Seiten, 103 Bilder, 18 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-417-4.

Band 293: Jan Tremel  
Flexible Systems for Permanent  
Magnet Assembly and Magnetic Rotor  
Measurement / Flexible Systeme zur  
Montage von Permanentmagneten und  
zur Messung magnetischer Rotoren  
FAPS, 152 Seiten, 91 Bilder, 12 Tab. 2016.  
ISBN 978-3-87525-419-8.

Band 294: Ioannis Tsoupis  
Schädigungs- und Versagensverhalten  
hochfester Leichtbauwerkstoffe unter  
Biegebeanspruchung  
LFT, 176 Seiten, 51 Bilder, 6 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-420-4.

Band 295: Sven Hildering  
Grundlegende Untersuchungen zum  
Prozessverhalten von Silizium als  
Werkzeugwerkstoff für das  
Mikroscherschneiden metallischer Folien  
LFT, 177 Seiten, 74 Bilder, 17 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-422-8.

Band 296: Sasia Mareike Hertweck  
Zeitliche Pulsformung in der  
Lasermikromaterialbearbeitung –  
Grundlegende Untersuchungen und  
Anwendungen  
LPT, 146 Seiten, 67 Bilder, 5 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-423-5.

Band 297: Paryanto  
Mechatronic Simulation Approach for  
the Process Planning of Energy-Efficient  
Handling Systems  
FAPS, 162 Seiten, 86 Bilder, 13 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-424-2.

Band 298: Peer Stenzel  
Großserientaugliche Nadelwickeltechnik  
für verteilte Wicklungen im  
Anwendungsfall der E-Traktionsantriebe  
FAPS, 239 Seiten, 147 Bilder, 20 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-425-9.

Band 299: Mario Lušić  
Ein Vorgehensmodell zur Erstellung  
montageführender Werkerinformations-  
systeme simultan zum  
Produktentstehungsprozess  
FAPS, 174 Seiten, 79 Bilder, 22 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-426-6.

Band 300: Arnd Buschhaus  
Hochpräzise adaptive Steuerung und  
Regelung robotergeführter Prozesse  
FAPS, 202 Seiten, 96 Bilder, 4 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-427-3.

Band 301: Tobias Laumer  
Erzeugung von thermoplastischen  
Werkstoffverbunden mittels simultanem,  
intensitätsselektivem  
Laserstrahlschmelzen  
LPT, 140 Seiten, 82 Bilder, 0 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-428-0.

Band 302: Nora Unger  
Untersuchung einer thermisch unter-  
stützten Fertigungskette zur Herstellung  
umgeformter Bauteile aus der höherfes-  
ten Aluminiumlegierung EN AW-7020  
LFT, 142 Seiten, 53 Bilder, 8 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-429-7.

Band 303: Tommaso Stellin  
Design of Manufacturing Processes for  
the Cold Bulk Forming of Small Metal  
Components from Metal Strip  
LFT, 146 Seiten, 67 Bilder, 7 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-430-3.

Band 304: Bassim Bachy  
Experimental Investigation, Modeling,  
Simulation and Optimization of Molded  
Interconnect Devices (MID) Based on  
Laser Direct Structuring (LDS) / Experi-  
mentelle Untersuchung, Modellierung,  
Simulation und Optimierung von Molded  
Interconnect Devices (MID) basierend  
auf Laser Direktstrukturierung (LDS)  
FAPS, 168 Seiten, 120 Bilder, 26 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-431-0.

Band 305: Michael Spahr  
Automatisierte Kontaktierungsverfahren  
für flachleiterbasierte  
Pkw-Bordnetzsysteme  
FAPS, 197 Seiten, 98 Bilder, 17 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-432-7.

Band 306: Sebastian Suttner  
Charakterisierung und Modellierung  
des spannungszustandsabhängigen  
Werkstoffverhaltens der Magnesium-  
legierung AZ31B für die numerische  
Prozessauslegung  
LFT, 150 Seiten, 84 Bilder, 19 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-433-4.

Band 307: Bhargav Potdar  
A reliable methodology to deduce  
thermo-mechanical flow behaviour of  
hot stamping steels  
LFT, 203 Seiten, 98 Bilder, 27 Tab. 2017.  
ISBN 978-3-87525-436-5.

Band 308: Maria Löffler  
Steuerung von Blechmassivumformpro-  
zessen durch maßgeschneiderte  
tribologische Systeme  
LFT, viii u. 166 Seiten, 90 Bilder, 5 Tab.  
2018. ISBN 978-3-96147-133-1.

Band 309: Martin Müller  
Untersuchung des kombinierten Trenn-  
und Umformprozesses beim Fügen art-  
ungleicher Werkstoffe mittels  
Schneidlinchverfahren  
LFT, xi u. 149 Seiten, 89 Bilder, 6 Tab.  
2018. ISBN: 978-3-96147-135-5.

Band 310: Christopher Kästle  
Qualifizierung der Kupfer-Drahtbond-  
technologie für integrierte Leistungs-  
module in harschen Umgebungs-  
bedingungen  
FAPS, xii u. 167 Seiten, 70 Bilder, 18 Tab.  
2018. ISBN 978-3-96147-145-4.

Band 311: Daniel Vipavc  
Eine Simulationsmethode für das  
3-Rollen-Schubbiegen  
LFT, xiii u. 121 Seiten, 56 Bilder, 17 Tab.  
2018. ISBN 978-3-96147-147-8.

Band 312: Christina Ramer  
Arbeitsraumüberwachung und autonome  
Bahnplanung für ein sicheres und  
flexibles Roboter-Assistenzsystem  
in der Fertigung  
FAPS, xiv u. 188 Seiten, 57 Bilder, 9 Tab.  
2018. ISBN 978-3-96147-153-9.

Band 313: Miriam Rauer  
Der Einfluss von Poren auf die  
Zuverlässigkeit der Lötverbindungen  
von Hochleistungs-Leuchtdioden  
FAPS, xii u. 209 Seiten, 108 Bilder, 21 Tab.  
2018. ISBN 978-3-96147-157-7.

Band 314: Felix Tenner  
Kamerabasierte Untersuchungen der Schmelze und Gasströmungen beim Laserstrahlschweißen verzinkter Stahlbleche  
LPT, xxiii u. 184 Seiten, 94 Bilder, 7 Tab.  
2018. ISBN 978-3-96147-160-7.

Band 315: Aarief Syed-Khaja  
Diffusion Soldering for High-temperature Packaging of Power Electronics  
FAPS, x u. 202 Seiten, 144 Bilder, 32 Tab.  
2018. ISBN 978-3-87525-162-1.

Band 316: Adam Schaub  
Grundlagenwissenschaftliche Untersuchung der kombinierten Prozesskette aus Umformen und Additive Fertigung  
LFT, xi u. 192 Seiten, 72 Bilder, 27 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-166-9.

Band 317: Daniel Gröbel  
Herstellung von Nebenformelementen unterschiedlicher Geometrie an Blechen mittels Fließpressverfahren der Blechmassivumformung  
LFT, x u. 165 Seiten, 96 Bilder, 13 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-168-3.

Band 318: Philipp Hildenbrand  
Entwicklung einer Methodik zur Herstellung von Tailored Blanks mit definierten Halbzeugeigenschaften durch einen Taumelprozess  
LFT, ix u. 153 Seiten, 77 Bilder, 4 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-174-4.

Band 319: Tobias Konrad  
Simulative Auslegung der Spann- und Fixierkonzepte im Karosserierohbau: Bewertung der Baugruppenmaßhaltigkeit unter Berücksichtigung schwankender Einflussgrößen  
LFT, x u. 203 Seiten, 134 Bilder, 32 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-176-8.

Band 320: David Meinel  
Architektur applikationsspezifischer Multi-Physics-Simulationskonfiguratoren am Beispiel modularer Triebzüge  
FAPS, xii u. 166 Seiten, 82 Bilder, 25 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-184-3.

Band 321: Andrea Zimmermann  
Grundlegende Untersuchungen zum Einfluss fertigungsbedingter Eigenschaften auf die Ermüdungsfestigkeit kaltmassivumgeformter Bauteile  
LFT, ix u. 160 Seiten, 66 Bilder, 5 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-190-4.

Band 322: Christoph Amann  
Simulative Prognose der Geometrie nassgepresster Karosseriebauteile aus Gelege-Mehrschichtverbunden  
LFT, xvi u. 169 Seiten, 80 Bilder, 13 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-194-2.

Band 323: Jennifer Tenner  
Realisierung schmierstofffreier Tiefziehprozesse durch maßgeschneiderte Werkzeugoberflächen  
LFT, x u. 187 Seiten, 68 Bilder, 13 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-196-6.

Band 324: Susan Zöller  
Mapping Individual Subjective Values to Product Design  
KTmfk, xi u. 223 Seiten, 81 Bilder, 25 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-202-4.

Band 325: Stefan Lutz  
Erarbeitung einer Methodik zur  
semiempirischen Ermittlung der  
Umwandlungskinetik durchhärtender  
Wälzlagerstähle für die Wärme-  
behandlungssimulation  
LFT, xiv u. 189 Seiten, 75 Bilder, 32 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-209-3.

Band 326: Tobias Gnihl  
Modellbasierte Prozesskettenabbildung  
rührreibgeschweißter Aluminium-  
halbzeuge zur umformtechnischen  
Herstellung höchstfester Leichtbau-  
strukturteile  
LFT, xii u. 167 Seiten, 68 Bilder, 17 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-217-8.

Band 327: Johannes Bürner  
Technisch-wirtschaftliche Optionen zur  
Lastflexibilisierung durch intelligente  
elektrische Wärmespeicher  
FAPS, xiv u. 233 Seiten, 89 Bilder, 27 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-219-2.

Band 328: Wolfgang Böhm  
Verbesserung des Umformverhaltens von  
mehrlagigen Aluminiumblechwerk-  
stoffen mit ultrafeinkörnigem Gefüge  
LFT, ix u. 160 Seiten, 88 Bilder, 14 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-227-7.

Band 329: Stefan Landkammer  
Grundsatzuntersuchungen, mathemati-  
sche Modellierung und Ableitung einer  
Auslegungsmethodik für Gelenkantriebe  
nach dem Spinnenbeinprinzip  
LFT, xii u. 200 Seiten, 83 Bilder, 13 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-229-1.

Band 330: Stephan Rapp  
Pump-Probe-Ellipsometrie zur Messung  
transienter optischer Materialeigen-  
schaften bei der Ultrakurzpuls-Laser-  
materialbearbeitung  
LPT, xi u. 143 Seiten, 49 Bilder, 2 Tab.  
2019. ISBN 978-3-96147-235-2.

## Abstract

Ultrashort pulsed lasers have gained widespread use in laser material processing applications, as they enable precise ablation due to their highly efficient energy deposition and low thermal damage. Recent investigations using double laser pulses for metal ablation have shown that the laser ablation efficiency depends on the temporal delay of the laser pulses. In order to understand this process the interaction between the ultrashort laser pulse and the metal must be understood.

In this work, a unique pump-probe-ellipsometry setup is developed enabling the measurement of the transient complex refractive index  $N = n - ik$  in ultrashort timescales. By means of this value early material properties and the material motion can be analysed. With these experimental data and by using them to validate a corresponding hydrodynamic simulation the ablation dynamics of aluminum (Al) are investigated in detail. A rapid increase of the refraction index  $n$  and a parallel fall in the extinction coefficient  $k$  within a few picoseconds after irradiation is measured. This behaviour is caused by ultrafast heating and melting of the Al. The lattice temperature reaches the melting temperature already during the pump-pulse impact. Additionally, the material density decreases in the irradiated volume and bulges with a velocity of about 1500 m/s caused by the high pressure build-up induced by the femtosecond pulse.

These single pulse results are discussed in terms of the impact for double pulse laser ablation of metals. It is found that the optical parameters change induced by the first pulse cannot solely cause the efficiency decrease in double pulse laser processing. A model also taking into account the material bulging, a decreased electronic penetration depth and a reduced stress confinement is being set up to explain the efficiency decrease.

Ultrakurzpulslaser haben sich als weitverbreitetes Werkzeug in der Lasermaterialbearbeitung etabliert, da sie aufgrund ihrer hocheffizienten Energiedeposition und der dabei auftretenden niedrigen thermischen Materialschädigung präzisen Materialabtrag ermöglichen. Aktuelle Untersuchungen der Metallbearbeitung mit Laserdoppelpulsen haben gezeigt, dass die Ablationseffizienz abhängig vom zeitlichen Versatz der Pulse ist. Um diesen Effekt erklären zu können, muss die Wechselwirkung zwischen ultrakurzen Laserpulsen und dem Metall verstanden werden.

In dieser Arbeit wird dazu ein einzigartiges Pump-Probe-Ellipsometer entwickelt, welches die Messung des transienten komplexen Brechungsindex  $N = n - ik$  des bestrahlten Metalls auf ultrakurzer Zeitskala ermöglicht. Anhand dieser Größe können die frühen Materialeigenschaften und die Materialbewegung analysiert werden. Durch die gewonnenen experimentellen Daten und durch ein darauf aufbauendes hydrodynamisches Simulationsmodell wird die Ablationsdynamik von Aluminium (Al) detailliert untersucht. Innerhalb der ersten Pikosekunden nach dem Auftreffen des Femtosekunden-Bearbeitungspulses wird ein schneller Anstieg des Brechungsindex  $n$  und eine parallele Abnahme des Extinktionskoeffizienten  $k$  gemessen. Dieses Verhalten wird durch das ultraschnelle Aufheizen und Schmelzen des Al verursacht. Die Gittertemperatur erreicht die Schmelztemperatur bereits während des Auftreffens des Bearbeitungspulses. Zusätzlich nimmt die Materialdichte im bestrahlten Volumen ab und das Material wölbt sich mit einer Geschwindigkeit von etwa 1500 m/s auf. Die Ursache hierfür ist der hohe Druckaufbau im Material, welcher durch den Femtosekundenpuls erzeugt wird.

Diese Einzelpulsergebnisse werden mit Hinblick auf ihre Auswirkung für die Doppelpulsablation von Metallen diskutiert. Es wird herausgefunden, dass die Änderung der optischen Parameter die Effizienzabnahme bei der Doppelpulsablation nicht alleine verursacht. Ein Modell, welches zusätzlich die Materialaufwölbung, eine verminderte elektronische Eindringtiefe und einen reduzierten Druckeinschluss berücksichtigt, wird aufgestellt, um die Effizienzabnahme zu erklären.

ISBN 978-3-96147-235-2



9 783961 472352