
BACHELORARBEIT

Herr
Henry Loheit

**Ortsaufgelöste
Selbstreflektometrie einer dünnen
Goldschicht**

2019

Fakultät **Ingenieurwissenschaften**

BACHELORARBEIT

Ortsaufgelöste Selbstreflektometrie einer dünnen Goldschicht

Autor:
Henry Loheit

Studiengang:
Lasertechnik

Seminargruppe:
LT16W1-B

Erstprüfer:
Herr Prof. Dr. rer. nat. habil. Alexander Horn

Zweitprüfer:
Herr Markus Olbrich, M.Sc.

Mittweida, 11 2019

Bibliografische Angaben

Loheit, Henry: Ortsaufgelöste Selbstreflektometrie einer dünnen Goldschicht, 75 Seiten, 64 Abbildungen, 11, Hochschule Mittweida, University of Applied Sciences, Fakultät Ingenieurwissenschaften

Bachelorarbeit, 2019

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt.

Referat

In dieser Arbeit sollen Untersuchungen zum Reflexionsverhalten einer dünnen Goldschicht bei Bestrahlung mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung durchgeführt werden. Hierbei wird ein Versuchsaufbau mit zwei Strahlengängen verwendet, wobei die Strahlung einerseits nach der Wechselwirkung mit der Goldprobe und andererseits zur Referenz auf einer Kamera ortsaufgelöst abgebildet wird.

I. Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	I
Abbildungsverzeichnis	II
Tabellenverzeichnis	III
Abkürzungsverzeichnis	IV
1 Einleitung	1
2 Stand der Technik	3
2.1 Reflektometrisches Messprinzip	3
2.2 Reflektometrische Untersuchungen	4
3 Physikalische Grundlagen bei Verwendung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung	11
3.1 Reflexion an Grenzflächen	11
3.2 Zwei - Temperatur Modell (TTM)	12
3.3 Lorentz - Drude Modell	14
3.4 Abtrag durch ultrakurz gepulste Laserstrahlung	16
4 Material und Methoden	19
4.1 Laserstrahlung	19
4.2 Versuchsaubau	20
4.3 Veränderungen des Versuchsaufbaus	22
4.4 Justage der Messstrecke	26
4.5 Auswertalgorithmus	29
4.6 Einflüsse auf das Messergebnis	30
5 Ergebnisse und Diskussion	33
5.1 Messungen mit Einzelpulsen	33
5.2 Referenzstrahlengang	36
5.3 Messstrahlengang	44
5.4 Vergleich beider Strahlengänge	50
6 Zusammenfassung und Ausblick	55
Literaturverzeichnis	69

II. Abbildungsverzeichnis

2.1	Räumliche Intensitätsverteilung von Strahlung mit gaussförmig verteilter Intensität	3
2.2	Reflexionsgrad von Aluminium für s - und p - polarisierte Strahlung als Funktion der Intensität	4
2.3	Polarisations - und einfallswinkelabhängiger Reflexionsgrad von Aluminium und Gold bei zwei Intensitäten	5
2.4	Abhängigkeit des Reflexionsgrads von der Photonenenergie (links) und von der Pulsenergie / Fluenz (rechts)	6
2.5	Intensitätsabhängiger Absorptionsgrad von verschiedenen Materialien	6
2.6	Simulierter Absorptionsgrad von verschiedenen Materialien in Abhängigkeit der Intensität	7
2.7	Reflexionsgradänderung von Gold in Abhängigkeit der Elektronentemperatur und der Pulsenergie	8
2.8	Schematischer pump - probe Aufbau	8
3.1	Elektronen - und Phononentemperatur nach Anregung mit einem ultrakurzem Puls	13
3.2	Besetzungsdichte des 5d - und 6sp - Band von Gold bei Raumtemperatur und im angeregten Zustand	15
3.3	Reflexionsgrad als Funktion der Wellenlänge in Abhängigkeit von der Stoßzeit τ_0 .	16
3.4	Abtrag an dünnen Goldschichten bei Verwendung von ultrakurz gepulster Strahlung	17
4.1	Räumliche Intensitätsverteilung der Laserstrahlung	19
4.2	Zeitliche Intensitätsverteilung des Pulses mit approximierter Gaußverteilung . . .	20
4.3	Schematische Versuchsstrecke	21
4.4	Schematische Darstellung der überarbeiteten Versuchsstrecke	22
4.5	Konstruktionen zur Halterung der Fokussierlinse	23
4.6	Konstruktion zur Halterung der Objektivlinse	24
4.7	Konstruktion zur Halterung der Tubuslinse	25
4.8	Darstellung der neuen Gesamtkonstruktion	26
4.9	Strahlprofile aus Referenz - und Messstrahlengang mit Differenzbildung nach der Justage	27

4.10	Schema der Bestimmung von Form und Größe der Abtragsstrukturen	28
4.11	Abtragsdurchmesser durch Spallation und Phasenexplosion in Abhängigkeit der Verschiebung der Fokusslage, bei $z \approx 1,4$ mm liegt diese auf der Oberfläche der Probe	28
4.12	Liu - Plot zur Bestimmung der Schwellfluenz von Gold und des Fokusradius	29
4.13	Schema der Verkippung der Linsen und Colorbar der normierten Intensitätsverteilungen der nachfolgenden Abbildungen	30
4.14	Strahlprofil bei Drehung der Fokussierlinse	31
5.1	Ausführliche Darstellung von Messung Nummer 2 im Messstrahlengang, beispielhaft	33
5.2	Schematische Verschiebung der Streifen durch das Auswertungsprogramm	34
5.3	Minimierte Darstellung von Messung Nummer 2, beispielhaft	34
5.4	Strahlprofile aus Referenz - und Messstrahlengang bei Messung Nummer 1	35
5.5	Räumliche Intensitätsverteilung des Pulses	36
5.6	Messung Nummer 1 im Referenzstrahlengang	37
5.7	Messung Nummer 2 im Referenzstrahlengang	38
5.8	Messung Nummer 3 im Referenzstrahlengang	39
5.9	Messung Nummer 4 im Referenzstrahlengang	40
5.10	Gemessene Spektren im Referenzstrahlengang an verschiedenen Positionen	40
5.11	Variation der Fokusslage im Referenzstrahlengang in x - Richtung	43
5.12	Messung Nummer 1 im Messstrahlengang	44
5.13	Messung Nummer 2 im Messstrahlengang	45
5.14	Messung Nummer 3 im Messstrahlengang	45
5.15	Messung Nummer 4 im Messstrahlengang	46
5.16	Vergleich von Gold, Silizium und dem Referenzstrahlengang	47
5.17	Variation der Fokusslage im Messstrahlengang	48
5.18	Vergleich von Fluenz und Strahlradius in Abhängigkeit der Verschiebung der Fokussierlinse mit gemessener Intensität	49
5.19	Vergleich von Referenz - und Messstrahlengang bei Messung Nummer 1 in x - Richtung	50
5.20	Vergleich von Referenz - und Messstrahlengang bei Messung Nummer 2 in x - Richtung	51

5.21	Strahlradius im Fokus und auf dem Objektiv in Abhängigkeit der Brennweite der Fokussierlinse bei einer Pulsdauer von $\tau_H = 35$ fs	52
5.22	Strahlradius im Fokus und auf dem Objektiv in Abhängigkeit der Brennweite der Fokussierlinse bei einer Pulsdauer von $\tau_H = 200$ fs und $\tau_H = 500$ fs	53
B.1	Abtragsprofile aus der Fokussuche	59
C.1	Ausführliche Darstellung von Messung Nummer 1 im Referenzstrahlengang	61
C.2	Ausführliche Darstellung von Messung Nummer 2 im Referenzstrahlengang	61
C.3	Ausführliche Darstellung von Messung Nummer 3 im Referenzstrahlengang	62
C.4	Ausführliche Darstellung von Messung Nummer 4 im Referenzstrahlengang	62
C.5	Variation der Fokusslage im Referenzstrahlengang in y - Richtung	63
C.6	Ausführliche Darstellung von Messung Nummer 1 im Messstrahlengang	64
C.7	Ausführliche Darstellung von Messung Nummer 2 im Messstrahlengang	64
C.8	Ausführliche Darstellung von Messung Nummer 3 im Messstrahlengang	65
C.9	Ausführliche Darstellung von Messung Nummer 4 im Messstrahlengang	65
C.10	Vergleich von Referenz - und Messstrahlengang bei Messung Nummer 3 in x - Richtung	66
C.11	Vergleich von Referenz - und Messstrahlengang bei Messung Nummer 4 in x - Richtung	66
C.12	Vergleich von Referenz - und Messstrahlengang bei Messung Nummer 1 in y - Richtung	67
C.13	Vergleich von Referenz - und Messstrahlengang bei Messung Nummer 2 in y - Richtung	67
C.14	Vergleich von Referenz - und Messstrahlengang bei Messung Nummer 3 in y - Richtung	68
C.15	Vergleich von Referenz - und Messstrahlengang bei Messung Nummer 4 in y - Richtung	68

III. Tabellenverzeichnis

4.1 Messparameter	31
A.1 Pulsspitzenleistung und Intensität in der Beispielrechnung	57

IV. Abkürzungsverzeichnis

α	optische Eindringtiefe
Δz	Schrittweite
ε	Einfallswinkel
ε_{∞}	elektrische Permittivität
λ	Wellenlänge
SiO_2	Quarzglas
ν	Frequenz
ω	Kreisfrequenz
ω_j	Kreisfrequenz des j - ten Oszillators
ω_p	Kreisfrequenz des Plasmas
τ_0	Stoßzeit der Elektronen
τ_e	Elektronen - Phononen Kopplungszeit
$\tau_{\text{FWHM}} = \tau_H$	Pulsdauer, full width at half maximum
$\tilde{\varepsilon}_{r, \text{inter}}$	komplexe relative Permittivität des Intrabandübergangs
$\tilde{\varepsilon}_{r, \text{intra}}$	komplexe relative Permittivität des Interbandübergangs
$\tilde{\varepsilon}_r$	komplexe relative Permittivität
\tilde{n}	komplexer Brechungsindex
Γ_D	Dämpfungsgrad
A	Absorptionsgrad
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit
C_e	Wärmekapazität des Elektronensystems
C_{ph}	Wärmekapazität des Phononensystems
d	Schichtdicke
d_e	optische Eindringtiefe
d_0	Rohstrahldurchmesser
d_L	Linsendurchmesser
f_{BZ}	Blendenzahl
f_p	Pulsfrequenz
G	Elektronen - Phononen Kopplungsfaktor
H	Fluenz
h	Plancksches Wirkungsquantum
H_{thr}	Schwellfluenz

I	Intensität
I_0	Ausgangsintensität
I_{rel}	relative Intensität
k	Extinktionskoeffizient
k_e	Wärmeleitfähigkeit der Elektronen
k_{ph}	Wärmeleitfähigkeit der Phononen
M^2	Strahlgüte
n	Brechungsindex
NA_{Objektiv}	Numerische Apertur des Objektivs
Q_{pmax}	maximale Pulsenergie
Q_p	Pulsenergie
q_V	Volumenwärmequelle
R	Reflexionsgrad
s_{min}	minimal auflösbare Strukturbreite
T	Transmissionsgrad
t	Zeit
T_e	Temperatur des Elektronensystems
T_{ph}	Temperatur des Phononensystems
w	Strahlradius
w_0	Fokusradius
z	Materialtiefe
Al	Aluminium
Au	Gold
CCD	charge - coupled device
Cu	Kupfer
eng.	Englisch
HS	herausnehmbarer Spiegel
OD	optische Dichte
OPA	optical parametric amplifier
p - polarisiert	parallel polarisiert
Ref	Referenzstrahlengang
s - polarisiert	senkrecht polarisiert
Si	Silizium
Ti	Titan
TTM	two temperature model

US Umlenkspiegel

1 Einleitung

Bei der Modellierung von laserbasierten Vorgängen hängt die Genauigkeit der Modellierung von dem Kenntnis der zugrunde liegenden physikalischen Gesetzmäßigkeiten ab: Prozesse, wie die Wechselwirkung von kontinuierlicher Laserstrahlung mit Metallen, können aufgrund der Kenntnis von notwendigen Parametern, wie der pro Zeiteinheit ins Material eingebrachten Energie, bezüglich dem Prozessergebnis ausreichend genau simuliert werden. So lassen sich beispielsweise die Schnittqualität bei einem Schneidprozess, oder die Nahtqualität bei einem Schweißprozess, simulieren [1–4]. Das real erzielte Ergebnis kann sich von dem der Simulation unterscheiden, indem zum Beispiel die Form der erzeugten Oberfläche der Schnittkante ein anderes Rauheitsprofil aufweist als in der Simulation. Entstehen können Abweichungen durch Schwankungen der realen Gegebenheiten (beispielsweise Gasstrom, Strahlungsleistung oder verschmutzte Oberflächen) im Vergleich zu den idealen in der Simulation verwendeten. Für den Fall von makroskopischen Erscheinungen (wie Schnitte, Bohrlöcher oder Schweißnähte) sind solche kleinen Abweichungen jedoch nicht unbedingt störend, da das Ergebnis nicht erheblich von minimalen Unterschieden in den Prozessparametern abhängt. Die Ungenauigkeit führt also nicht zu einem deutlich veränderten Verhalten und eine Vorhersage des Prozessresultats mittels einer Simulation kann durchgeführt werden. Im Unterschied zum Makrobereich kann in der Mikrobearbeitung bereits eine kleine Ungenauigkeit einen großen Unterschied zwischen Simulation und Realität verursachen. In Kombination der Verwendung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung und der Bearbeitung von Metallen treten abhängig von der Strahlungsintensität, die aufgrund der ultrakurzen Pulsdauer sehr groß sein kann, veränderliche Reflexionsgrade auf [5–7]. Sollen beispielsweise Prozesse, die von dem Energieeintrag in das Metall abhängen, simuliert werden, wird der absorbierte Intensitätsanteil benötigt. Bereits ein Unterschied der Pulsdauer von 65 fs kann im Vergleich von 35 fs und 100 fs bei gleichem Fokusradius und gleicher Pulsenergie die Intensität von $1 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ auf $4 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ verringern, wodurch auch die Reflexionsgradänderung unterschiedlich stark ausfällt (Beispielsrechnung im Anhang in Tabelle A.1). Zur Simulation der Änderung des Reflexionsgrads wird daher eine genaue Kenntnis der vorliegenden Parameter benötigt.

In dieser Arbeit wird der Reflexionsgrad von Gold orts aufgelöst durch direkte Abbildung der anregenden Strahlung untersucht. Für die verwendete Laserstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 800 \text{ nm}$ weist Gold einen Reflexionsgrad von $R \approx 0,97$ [8] auf, sodass sich bei einer Verminderung des Reflexionsgrads der Prozentsatz der ins Material eingebrachten Energie vervielfachen kann. Der Energieeintrag in das Material kann, sofern keine ausreichende Kenntnis über den Zusammenhang von einfallender Strahlungsintensität und Reflexionsgradänderung vorliegt, nur unzureichend genau simuliert werden. Weiterhin unterscheidet sich die Intensität der Strahlung bei einer gaussförmigen Intensitätsverteilung radial, sodass auch die Reflexionsgradänderung unterschiedlich stark

auftritt. Als Methode zur Bestimmung der absorbierten Strahlungsenergie soll deshalb die (Selbst-) Reflektometrie gewählt werden, da eine direkte Abbildung der Intensitätsverteilung der Strahlung ermöglicht wird. In Verbindung mit einer integrierten Leistungsmessung kann die ermittelte Gesamtleistung auf die einzelnen Intensitätsbereiche der Strahlung verteilt werden, sodass bei einer Differenzbildung aus den Intensitätsprofilen von einfallender und reflektierter Strahlung eine orts aufgelöste Beschreibung der Absorption ermöglicht wird. Im Vergleich dazu fehlen, wenn nur die integrierte Messung der Leistung gewählt wird, die ortsabhängigen Informationen, sodass eine Simulation automatisch ungenauer wird. Für den Bereich der Mikrobearbeitung und ein gutes Verständnis der ablaufenden Prozesse wird jedoch jede mögliche Genauigkeit benötigt, sodass in dem vorliegenden Fall eine Ortsauflösung vorgenommen wird.

2 Stand der Technik

2.1 Reflektometrisches Messprinzip

Die (Selbst-) Reflektometrie wird zur Bestimmung von optischen Eigenschaften einer Probe genutzt. Hierbei wird die Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit einem Festkörper untersucht, wobei Reflexion, Transmission und Absorption der Strahlung auftritt. Die verschiedenen Anteile werden mittels $1 = A + T + R$ beschrieben, mit Absorptionsgrad A , Transmissionsgrad T und Reflexionsgrad R . Für eine Schichtdicke des zu untersuchenden Materials, die größer als die optische Eindringtiefe der Strahlung in das Material ist, kann der transmittierte Anteil vernachlässigt und der Absorptionsgrad über $A = 1 - R$ ermittelt werden. Eine Messung der reflektierten Strahlungsanteile kann durch verschiedene Methoden geschehen, wobei in den Arbeiten anderer Autoren meist Messköpfe verwendet werden, die den reflektierten Strahlungsanteil integriert messen [5–7, 9–13]. Hierdurch werden Gesamtwerte der Strahlungsintensität erhalten, wobei sich die lokale Intensität entsprechend der räumlichen Intensitätsverteilung unterscheidet. Bei beispielsweise einer gaussförmigen Intensitätsverteilung (Abbildung 2.1), liegt in der Mitte ein Maximum (I_{\max}) vor, sodass im Gegensatz zu den Randbereichen ($I \approx 0 \text{ W/cm}^2$) ein deutlich höherer Intensitätsbereich zur Beschreibung der Änderung des Reflexionsgrads verwendet werden muss.

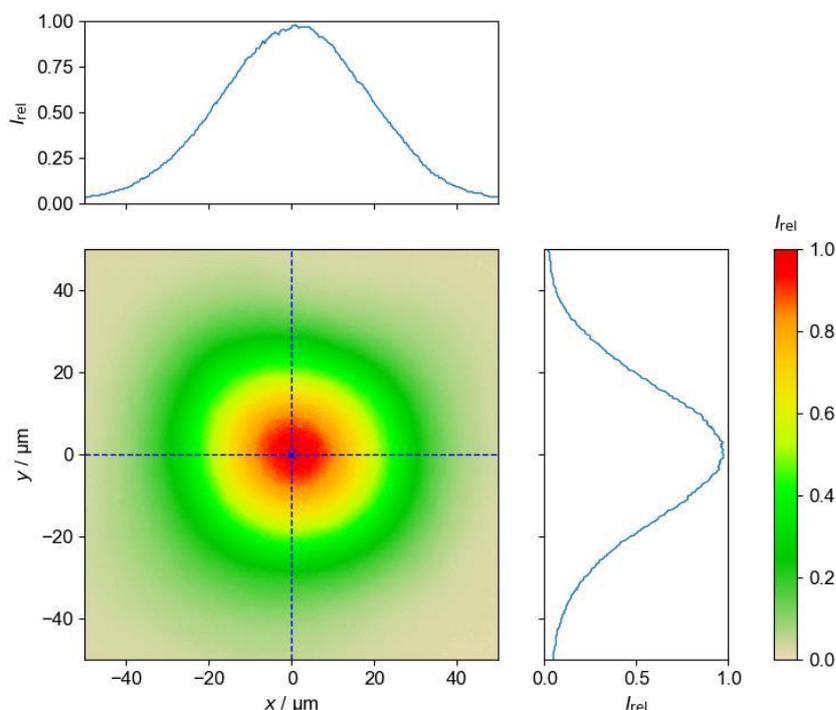


Abbildung 2.1: Räumliche Intensitätsverteilung von Strahlung mit gaussförmig verteilter Intensität und Querschnitten gemäß den blauen Linien in x- und y-Richtung

Die Intensität hängt dabei vom radialen Abstand zum Mittelpunkt der Strahlung ab ($I = I(\vec{r})$) und der Reflexionsgrad von der Intensität ($R = R(I)$), sodass eine orts aufgelöste Darstellung der Laserstrahlung erforderlich wird. Bedingt durch diese Intensitätsverteilung treten in der Wechselwirkungszone der Strahlung mit der Probe Bereiche auf, in welchen die Reflexionsgradänderung unterschiedlich stark auftritt. In Kombination von ultrakurz gepulster Laserstrahlung und orts aufgelöster Reflektometrie kann die Reflexionsgradänderung durch die extrem hohen erreichbaren Strahlungsintensitäten der Pulse in einem großen Intensitätsbereich untersucht werden. Bereits während der Wechselwirkung des Pulses mit dem Probenmaterial tritt eine Reflexionsgradänderung auf, wobei im Unterschied zu Laserstrahlung mit längeren Pulsdauern oder kontinuierlich emittierter Strahlung der Einfluss eines Abtrags der Oberfläche bei ultrakurzen Pulsen ($\tau_H < 1 \text{ ns}$) ausgeschlossen werden kann.

2.2 Reflektometrische Untersuchungen

Die erste Reflektometrieuntersuchung unter Verwendung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung wurde von [6] durchgeführt. Verwendet wurde als Probenmaterial Aluminium und Laserstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 308 \text{ nm}$, einem Einfallswinkel $\varepsilon = 45^\circ$ zwischen Laserstrahlung und Probenoberfläche und eine maximale Pulsenergie $Q_p = 7 \text{ mJ}$ bei einer Pulsdauer $\tau_H < 400 \text{ fs}$. Der hier verwendete Intensitätsbereich betrug $10^{11} \text{ W/cm}^2 \leq I \leq 10^{15} \text{ W/cm}^2$. In Abbildung 2.2 werden die Ergebnisse der Messungen als Reflexionsgrad in Abhängigkeit von der einfallenden Strahlungsintensität und für beide Polarisationsrichtungen der Strahlung dargestellt, wobei jeder Punkt in Abbildung 2.2 einer einzelnen reflektometrischen Messung entspricht.

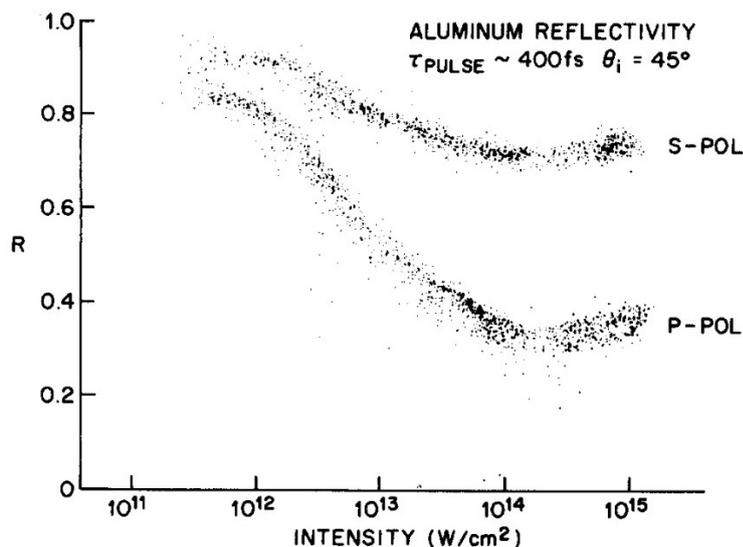


Abbildung 2.2: Reflexionsgrad von Aluminium für s - und p - polarisierte Strahlung als Funktion der Intensität [14]

Hierbei wurden der einfallende und reflektierte Anteil der Strahlung mit einem Leis-

tungsmesskopf detektiert, wodurch die Daten räumlich und zeitlich integriert sind. Der Reflexionsgrad von Aluminium fällt mit steigender Intensität erst ab und steigt ab einer Intensität $I = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ im Vergleich zu dem ersten Abfall wieder leicht an. Weiterhin unterscheidet sich der Reflexionsgrad bei einem Einfallswinkel $\varepsilon = 45^\circ$ für s- und p-polarisierte Strahlung. Ein solches Verhalten wurde auch bei Gold beobachtet [9], wobei für die reflektometrischen Untersuchungen der Einfallswinkel bei zwei Intensitäten $I_1 = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ und $I_2 = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ von 0° bis 90° variiert wurde. Die Wellenlänge der Laserstrahlung entspricht $\lambda = 248 \text{ nm}$ und die Pulsdauer $\tau_H = 250 \text{ fs}$, als Probenmaterial dienen Gold und Aluminium (Abbildung 2.3: polarisations- und winkelabhängige Reflexionsgrad für Aluminium (oben) und für Gold (unten), Intensität I_1 (links) und I_2 (rechts)).

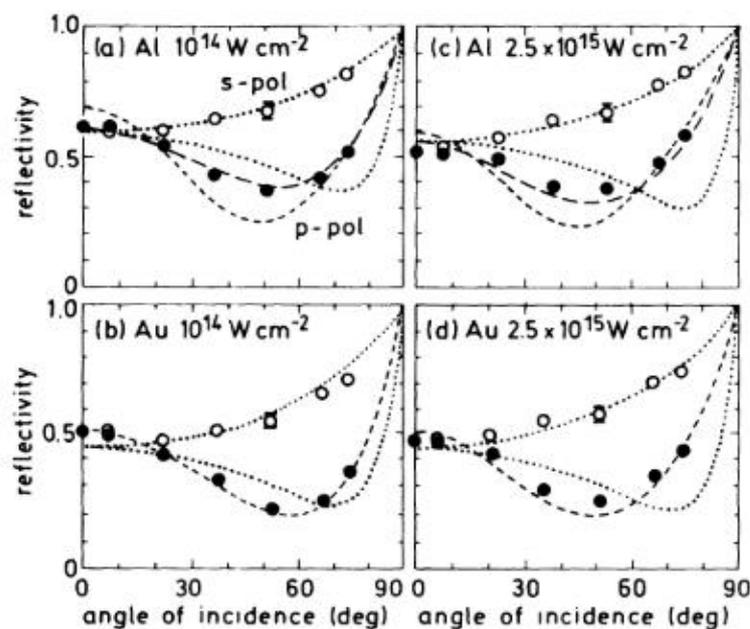


Abbildung 2.3: Reflexionsgrad von Aluminium (oben) und Gold (unten) in Abhängigkeit von Einfallswinkel und Polarisation bei zwei Intensitäten, mit $I_1 = 10^{14} \text{ W/cm}^2$ (links) und $I_2 = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ (rechts), p - Polarisation: ausgefüllte und s - Polarisation: nicht ausgefüllte Kreise [9]

Abbildung 2.3 zeigt dabei repräsentativ für viele Materialien einen in Abhängigkeit des Einfallswinkels unterschiedlich großen Reflexionsgrad für s- und p-polarisierte Strahlung im Bereich von $25^\circ \leq \varepsilon < 90^\circ$. Für eine Vernachlässigung von Polarisationseinflüssen muss daher ein kleiner Einfallswinkel eingestellt werden, bei dem s- und p-Polarisation äquivalent auftreten. Für Gold verläuft die Kurve der höheren Intensität I_2 mit s- oder p-Polarisation dabei leicht oberhalb der von I_1 , sodass der Reflexionsgrad hier bei einer höheren Intensität ansteigt. Weiterhin tritt in Abhängigkeit der Elektronentemperatur, die von der einfallenden Photonenenergie abhängt, ein unterschiedliches Verhalten des Reflexionsgrads auf [13] (Abbildung 2.4 links). In Bereichen einer hohen Photonenenergie (ultraviolette Strahlung) steigt der Reflexionsgrad an, während bei niedriger Photonenenergie (infrarote Strahlung) ein Abfall beobachtet wird (Abbildung 2.4 rechts).

Die maximale Fluenz beträgt in den Untersuchungen $H = 1,6 \text{ J/cm}^2$, was bei einer Pulsdauer von $\tau_H = 0,6 \text{ ps}$ einer Intensität von $I = 2,7 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ entspricht. Im Vergleich dazu wird in dieser Arbeit eine zentrale Wellenlänge von $\lambda = 800 \text{ nm}$ verwendet, sodass aufgrund von Abbildung 2.4 ein primärer Abfall des Reflexionsgrads erwartet wird.

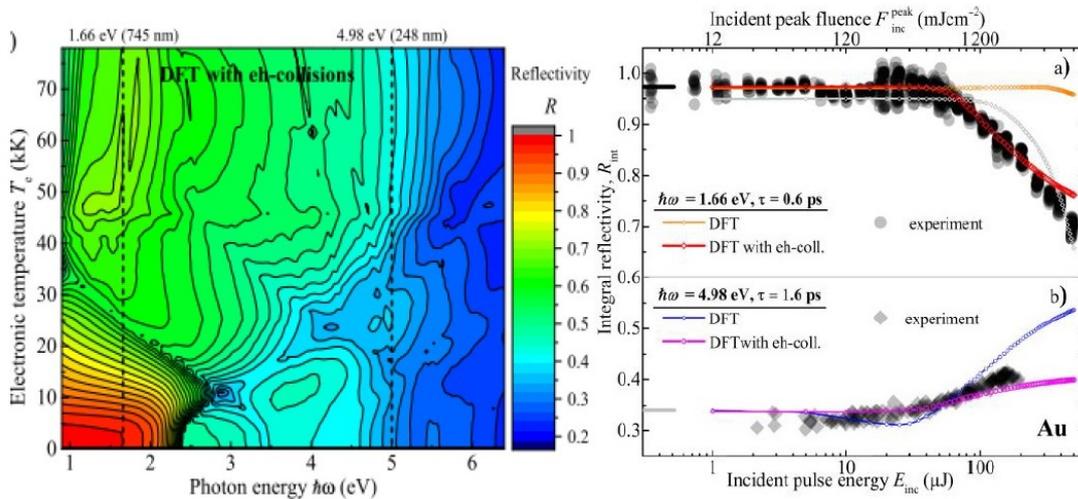


Abbildung 2.4: Links: Abhängigkeit des Reflexionsgrads von der Photonenenergie, rechts: Reflexionsgrad über die einfallende Pulsenergie für infrarote (rot) und ultraviolette (lila) Strahlung bis zu einer maximalen Fluenz von $H = 1,6 \text{ J/cm}^2$ [13]

Bei einer weiteren Erhöhung der Intensität $\geq 10^{13} \text{ W/cm}^2$ steigt der Reflexionsgrad erneut an [5]. In der betreffenden Messung wird für Laserstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 800 \text{ nm}$ auf Gold und anderen Materialien die Intensität bis $I = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ erhöht und anschließend der Absorptionsgrad bestimmt (Abbildung 2.5).

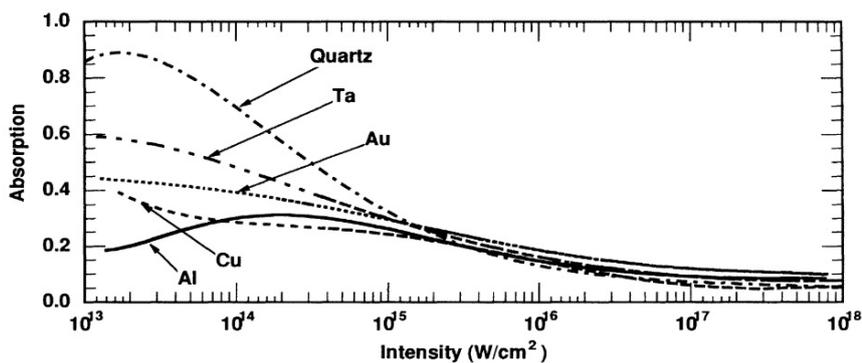


Abbildung 2.5: Absorptionsgrad (eng. absorption) in Abhängigkeit der einfallenden Intensität im Bereich von $10^{13} \text{ W/cm}^2 \leq I \leq 10^{18} \text{ W/cm}^2$ von Gold, Quarz, Tantal, Aluminium und Kupfer [5]

Weiterhin ergab eine simulierte Untersuchung des Probenmaterials Gold mit Laserstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 800 \text{ nm}$ und Pulsdauer $\tau_H = 150 \text{ fs}$ im Intensitätsbereich von $5 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2 \leq I \leq 1 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ einen starken Anstieg des Absorptionsgrads

bis $I = 2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$, wobei der Absorptionsgrad für größere Intensitäten konstant verläuft [15] (Abbildung 2.6).

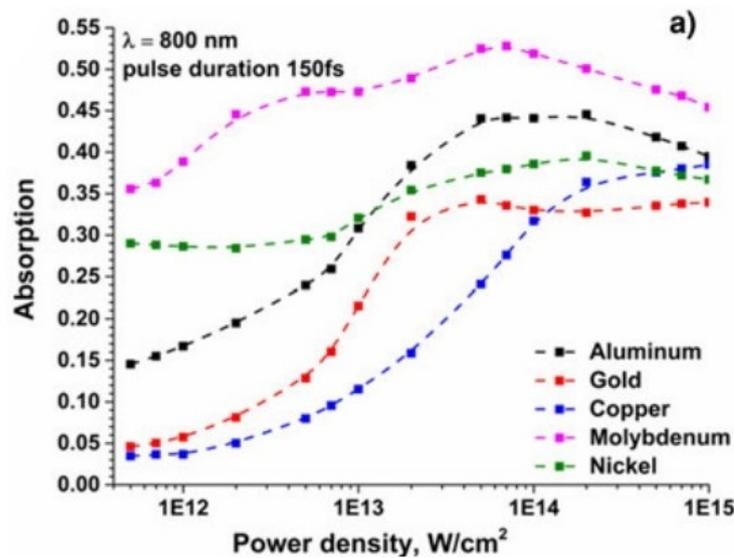


Abbildung 2.6: Simulierter Absorptionsgrad von verschiedenen Materialien in einem Intensitätsbereich von $5 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2 \leq I \leq 1 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$, einer Wellenlänge von $\lambda = 800 \text{ nm}$ und einer Pulsdauer von $\tau_H = 150 \text{ fs}$, Anstieg des Absorptionsgrads mit steigender Intensität [15]

Die Parameter ähneln sich mit denen von [5], jedoch wird in der Messung (Abbildung 2.5) ein Anstieg des Reflexionsgrads ab einer Intensität von $I = 10^{13} \text{ W/cm}^2$ beobachtet, während in der Simulation (Abbildung 2.6) bis zu der maximal simulierten Intensität von $I = 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ein Plateau vorliegt, bei dem sich der Reflexionsgrad nicht so stark wie in der Messung verändert. Untersuchungen zu Goldfilmen mit unterschiedlicher Dicke (200 nm, blau und 40 nm, rot) mit Laserstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 800 \text{ nm}$ und Pulsdauer von $\tau_H = 150 \text{ fs}$ zeigen eine negative Reflexionsgradänderung [16]. Dabei erfolgen keine Angaben zu den Strahlabmessungen, sodass nur die Darstellung in Abhängigkeit der Elektronentemperatur und der Pulsenergie erfolgt (Abbildung 2.7). Ein direkter Vergleich zu der Messung aus [5] und der Simulation von [15] kann daher nur qualitativ erfolgen. In den Messungen dieser Arbeit wird daher ein primärer Abfall des Reflexionsgrads erwartet, da ein Intensitätsbereich von $2,8 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2 \leq I \leq 1,7 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ verwendet wird.

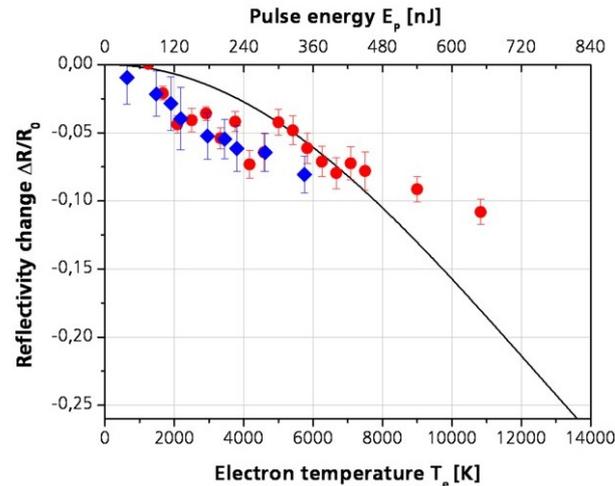


Abbildung 2.7: Reflexionsgradänderung von zwei Goldfilmen mit unterschiedlicher Dicke (200 nm, blau und 40 nm, rot), bei einer Wellenlänge von $\lambda = 800$ nm und einer Pulsdauer von $\tau_H = 150$ fs [16]

Die bisher vorgestellten Ergebnisse ähneln sich in ihren Messmethoden, da integriert arbeitende Messköpfe (wie zum Beispiel Leistungsmessköpfe) gewählt wurden. Das pump - probe Verfahren mit Abbildung der reflektierten Strahlung kann dazu verwendet werden, die absoluten Messdaten (wie Leistung oder Intensität) sowohl orts - als auch zeitaufgelöst darzustellen [17]. Die Laserstrahlung wird in zwei Teilstrahlen aufgespalten, wobei ein Teilstrahl dazu verwendet wird, die Probe anzuregen (pump - Strahl) und ein Teilstrahl, um die Wechselwirkungszone abzutasten (probe - Strahl) (Abbildung 2.8).

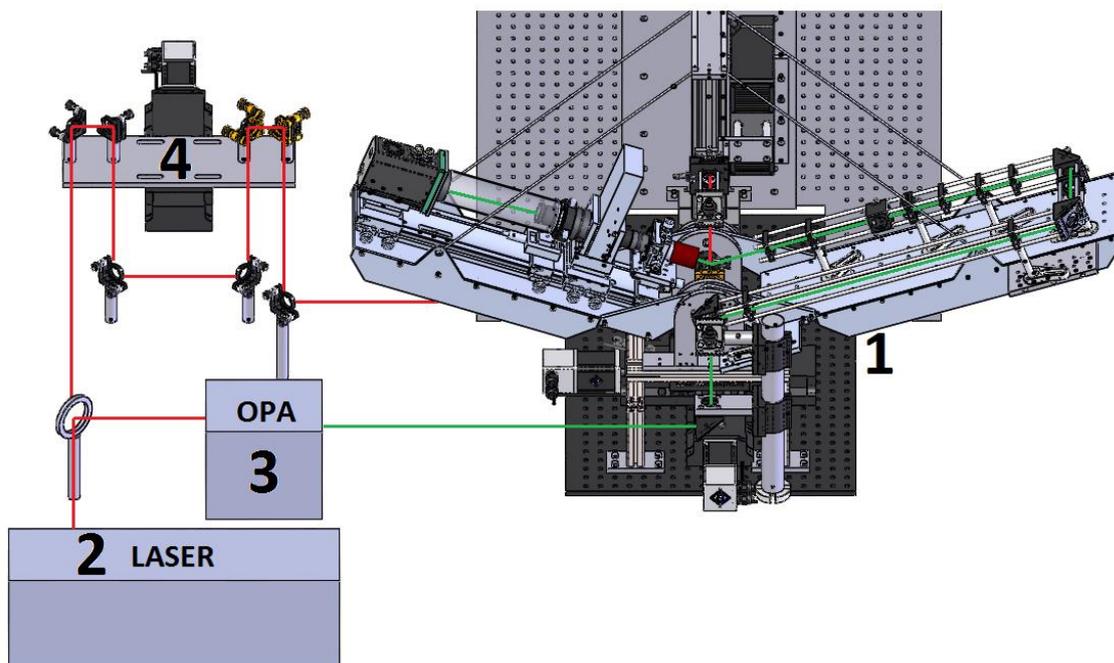


Abbildung 2.8: Schematischer pump - probe Aufbau [17]

Dabei kann einer der beiden Teilstrahlen über einer Verzögerungsstrecke zum anderen Teilstrahl verzögert werden, sodass die Abtastung zu unterschiedlichen Zeitpunkten der Bearbeitung geschehen kann. Die probe - Wellenlänge der Strahlung unterscheidet sich in diesem Fall von der pump - Wellenlänge, da die durch die Wechselwirkung mit der Probe gestreute pump - Strahlung durch einen Bandpassfilter herausgefiltert werden soll. Die Messung erfolgt bei diesem pump - probe - Aufbau daher nicht über die bearbeitende Strahlung, was zur Folge hat, dass Informationen über Veränderungen im Strahlprofil der anregenden Strahlung nicht detektiert werden. Aus der direkten Abbildung der probe - Strahlung ohne und mit Bearbeitung der Probe durch die pump - Strahlung sollen über eine Differenzbildung die Einflüsse der Anregung der Probe auf die reflektierten Strahlanteile isoliert und dargestellt werden. Für diese Messmethode wird einmal mit und einmal ohne pump - Strahlung gemessen, wobei im Gegensatz zu [17] in dieser Arbeit für beide Messungen die gleiche Strahlung verwendet wird.

3 Physikalische Grundlagen bei Verwendung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung

3.1 Reflexion an Grenzflächen

Trifft elektromagnetische Strahlung auf eine Grenzfläche, wird an dieser Fläche ein Teil der einfallenden Strahlung reflektiert und ein Teil transmittiert, was mit den Fresnelschen Formeln beschrieben werden kann. Der komplexe Brechungsindex $\tilde{n} = n - ik$ bestimmt dabei den Reflexionsgrad R . Mit Hilfe von dokumentierten oder gemessenen Werten für den Extinktionskoeffizient k und der Brechzahl n kann der Reflexionsgrad für eine transversal elektrische Welle, senkrechten Einfall und Luft als Umgebungsmedium über die Fresnelschen Formeln mit

$$R = \left| \frac{1 - (n - ik)}{1 + (n - ik)} \right|^2 \quad (3.1)$$

berechnet werden. Bei der Propagation durch das Material wird der transmittierte Anteil der Strahlung durch Absorption abgeschwächt. Zur Beschreibung der linearen Absorption wird das Lambert - Beersche Gesetz

$$I(z) = (1 - R) I_0 \cdot e^{-\alpha z} \quad (3.2)$$

mit dem Absorptionskoeffizient α , der einfallenden Strahlungsintensität I_0 an der Grenzfläche Luft - Material und der Materialtiefe z verwendet. Für große Schichtdicken d mit $d_e \ll d$, wobei d_e der optischen Eindringtiefe entspricht, konvergiert die Intensität gegen Null und die Energie der einfallenden Strahlung wird vom Material reflektiert und absorbiert, was bedeutet, dass eine Transmission durch das Material hindurch nicht stattfindet. Die optische Eindringtiefe in das Material lässt sich dabei mit

$$d_e = \frac{1}{\alpha}, \quad (3.3)$$

berechnen, wobei der Absorptionskoeffizient aus dem Extinktionskoeffizient k mit

$$\alpha = 2k \frac{\omega}{c} = 4k \frac{\pi}{\lambda} \quad (3.4)$$

bestimmt wird. Dabei entspricht ω der Kreisfrequenz der einfallenden Strahlung und c der Vakuumlichtgeschwindigkeit. Für die sehr hohen erreichbaren Intensitäten von ultrakurz gepulster Strahlung kann neben der linearen Absorption auch nichtlineare Zweiphotonen - / Mehrphotonenabsorption auftreten. Hierbei reicht die Photonenenergie ei-

nes Photons $E_{\text{ph}} = h\nu$ nicht aus, um das betreffende Atom in ein höheres Energieniveau anzuregen. Im Gegensatz dazu können n Photonen gleichzeitig absorbiert werden, sobald die Energiebandlücke einem Vielfachen der Photonenenergie entspricht, sodass gilt: $\Delta E = nh\nu$, mit $n = 2, 3, \dots$

3.2 Zwei - Temperatur Modell (TTM)

Bei Verwendung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung wird der Absorptionsprozess, aufgrund der kurzen Pulsdauer, bezüglich der Wechselwirkung mit dem Material unterschiedlich betrachtet, als bei kontinuierlicher Laserstrahlung. Hierfür dient das Zwei - Temperatur Modell (eng. two temperature model, TTM), bei dem eine Aufspaltung der absorbierten Energie und damit der Temperatur in Elektronen - und Phononensystem vorgenommen wird. Die Elektronen werden durch teilweise Absorption der einfallenden Laserstrahlung aus dem frei beweglichen Elektronengas des Leitungsbandes des Metalls innerhalb der optischen Eindringtiefe der Strahlung angeregt (Formel 3.3). Einerseits kann dabei ein Übergang innerhalb eines Energieniveaus zwischen zwei Zuständen geschehen, die aus der Spin - Bahn Kopplung (Wechselwirkung des Eigendrehimpulses und des magnetischen Moments der Elektronen) resultieren, und andererseits zwischen zwei Energieniveaus der Bänderstruktur des Atoms. Die erste Form wird als Intra-bandübergang bezeichnet und die zweite als Inter-bandübergang. Letzteres kann erst bei Photonenenergien größer der sogenannten Inter-bandübergangsschwelle (für Gold beträgt die Inter-bandübergangsschwelle etwa 2,4 eV) erfolgen, oder falls nicht-lineare Mehrphotonenabsorption auftritt. Aufgrund der nahezu instantanen Anregung der Elektronen tritt ein thermischer Ungleichgewichtszustand zwischen Elektronen - und Phononensystem auf, da letzteres erst über inelastische Stöße der Elektronen mit den Phononen angeregt werden kann. Die im jeweiligen System enthaltene Energie wird über die Elektronentemperatur, beziehungsweise die Phonontemperatur, beschrieben. Innerhalb des Elektronensystems wird die Energie über Elektron - Elektron Stöße, und an das Phononensystem über Elektron - Phonon Stöße übertragen. Mathematisch können beide Systeme durch zwei gekoppelte Differentialgleichungen beschrieben werden. Für das Elektronensystem gilt

$$C_e \frac{\delta T_e}{\delta t} = \nabla(k_e \nabla T_e) - G(T_e - T_{\text{ph}}) + \dot{q}_V, \quad (3.5)$$

mit der volumetrischen Wärmekapazität der Elektronen C_e , der Elektronentemperatur T_e , der Zeit t , der Wärmeleitfähigkeit der Elektronen k_e , dem Elektronen - Phononen Kopplungsfaktor G , der Phonontemperatur T_{ph} und der Volumenwärmequelle q_V . Für das Phononensystem gilt

$$C_{\text{ph}} \frac{\delta T_{\text{ph}}}{\delta t} = \nabla(k_{\text{ph}} \nabla T_{\text{ph}}) + G(T_e - T_{\text{ph}}), \quad (3.6)$$

mit der Wärmekapazität der Phononen C_{ph} und der Wärmeleitfähigkeit der Phononen k_{ph} (Gleichungen 3.5 und 3.6 aus [18]). In Abbildung 3.1 wird die Elektronentemperatur und die Phonontemperatur als Funktion der Zeit auf Vorder- und Rückseite einer Goldprobe nach Anregung mit einem ultrakurzen Puls dargestellt. Dabei steigt die Elektronentemperatur quasi - instantan und die Phonontemperatur durch die Kopplung erst nach wenigen Pikosekunden an [19].

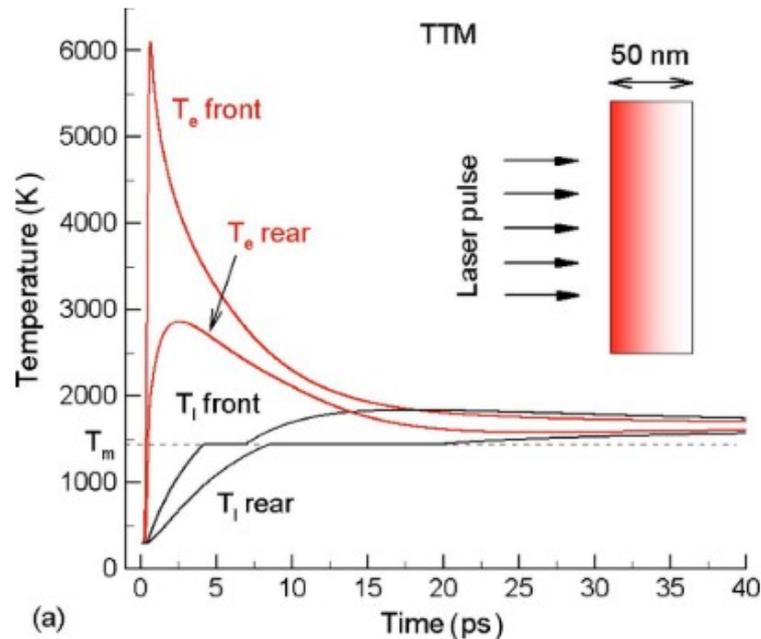


Abbildung 3.1: Elektronen (T_e) - und Phonontemperatur (T_i) nach Anregung mit einem ultrakurzen Puls auf Vorder- (front) und Rückseite (rear) einer Goldprobe in Abhängigkeit von der Zeit, die Elektronentemperatur steigt sofort an, während die Phonontemperatur erst nach wenigen Pikosekunden ansteigt [18]

Die hohe Elektronentemperatur T_e von mehreren 10^3 K resultiert aus der geringen volumetrischen Wärmekapazität C_e des Elektronensystems, im Vergleich zu der volumetrischen Wärmekapazität C_{ph} des Phononensystems. Dadurch ergeben sich für die Elektronentemperatur deutlich höhere Werte als für die Phonontemperatur, die jedoch nach einer materialspezifischen Relaxationszeit

$$\tau_e = G^{-1} \left[\frac{1}{C_e} + \frac{1}{C_{ph}} \right]^{-1} \quad (3.7)$$

thermalisieren (Gleichung 3.7 aus [20]). Die Relaxationszeit hängt somit vom Elektronen - Phononen Kopplungsfaktor G ab und beträgt bei Gold $\tau_e \approx 10$ ps [21]. Während der Einwirkdauer der Laserstrahlung ($\tau_H = 35$ fs) kann daher davon ausgegangen werden, dass das Phononensystem noch nicht erwärmt wird und Änderungen im Strahlprofil durch die Wechselwirkung der Strahlung mit dem Material, im Vergleich zur Raumtemperatur, ausschließlich auf Prozesse im Elektronensystem zurückzuführen sind.

3.3 Lorentz - Drude Modell

Die komplexe relative Permittivität dient zur Beschreibung der Wahrscheinlichkeitserhältnisse von Inter - und Intradbandübergängen eines Materials und kann durch das Lorentz - Drude Modell beschrieben werden, mit dem Lorentz - Term für Interbandübergänge und dem Drude - Term für Intradbandübergänge.

$$\tilde{\epsilon}_r = \tilde{\epsilon}_{r,\text{intra}} + \tilde{\epsilon}_{r,\text{inter}} \quad (3.8)$$

Hierbei repräsentiert $\tilde{\epsilon}_r$ die komplexe relative Permittivität, $\tilde{\epsilon}_{r,\text{intra}}$ die komplexe relative Permittivität des Intradbandübergangs und $\tilde{\epsilon}_{r,\text{inter}}$ die komplexe relative Permittivität des Interbandübergangs. Bei Raumtemperatur liegen bei Gold die energetisch niedrigeren Zustände des 6sp - Bands bis zur Fermienergie nahezu voll besetzt gemäß dem Prinzip der minimalen Energie (die Besetzungswahrscheinlichkeit von energetisch niedrigeren Bändern ist höher, als die von energetisch höheren Bändern) und dem Pauli - Prinzip (Zwei Elektronen im Atom können sich niemals in ihren Quantenzuständen gleichen) vor, sodass eine Besetzung der Zustände von „unten“ (niedrige Energie) nach „oben“ (hohe Energie) erfolgt. Die Übergänge zwischen einzelnen Zuständen innerhalb des 6sp - Energieniveaus sind aufgrund der vollen Besetzung unwahrscheinlich (Abbildung 3.2 links). Ein Interbandübergang kann durch Anregung mit elektromagnetischer Strahlung direkt (ohne Veränderung des Impulses) erfolgen, da Elektronen durch Absorption von Photonen aus dem 5d - Band in Zustände des 6sp - Band übergehen können, die energetisch größer als die Fermienergie sind (angeregter Ungleichgewichtszustand). Die Anzahl der angeregten Elektronen, die den Übergang durchführen, reicht dabei nicht aus, um die energetisch höheren Zustände im 6sp - Band voll zu besetzen, sodass Plätze in den angeregten Zuständen unbesetzt bleiben. Zusätzlich wird die Fermienergie dabei so definiert, dass bei einer Temperatur von $T = 0 \text{ K}$ alle Zustände unterhalb der Fermikante voll besetzt sind. Bei Erhöhung der Temperatur (Einbringung von Energie) verändert sich die Besetzungszahl in der Nähe der Fermi - Kante, da wenige Elektronen thermisch in energetisch höhere Zustände angeregt werden. Dadurch werden Plätze in Zuständen unterhalb der Fermi - Energie unbesetzt zurückgelassen, sodass auch hier Übergänge auftreten können. Bei hohen Temperaturen mit $T > 5000 \text{ K}$, wie nach der Anregung mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung, werden viele freie Plätze erzeugt, sodass die Elektronen unter geringem Energieaufwand einen Übergang innerhalb des 6sp - Bands zwischen den freien Plätzen der Zustände realisieren können (Abbildung 3.2 rechts). In Abbildung 3.2 werden vollbesetzte Plätze schwarz, unbesetzte Plätze weiß und teilweise besetzte Plätze entsprechend ihrer Besetzungszahl in Sättigungsstufen von rot dargestellt. Die roten Pfeile entsprechen einer thermischen und die blauen einer optischen Anregung. Das 6sp - Band wird als „s“ und das 5d - Band als „d“ bezeichnet.

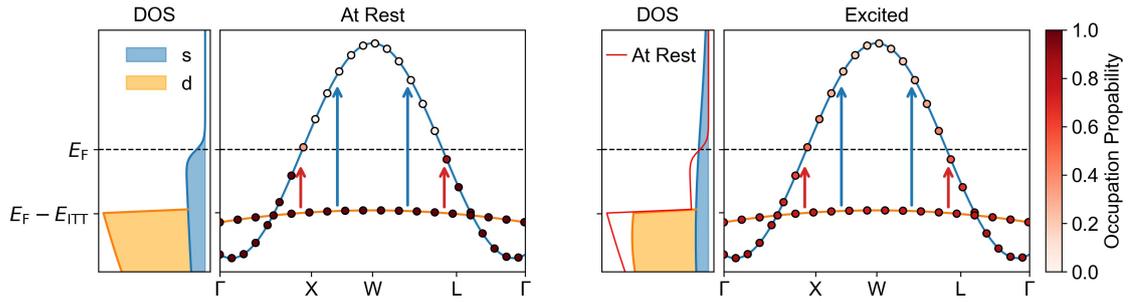


Abbildung 3.2: Besetzungsdichte des 5d - und 6sp - Bands von Gold, links: bei Raumtemperatur, rechts: im angeregten Zustand, E_F entspricht der Fermi - Energie

Für einen solchen Übergang gilt die Impuls - und Energieerhaltung, die durch Stöße mit dem Phononensystem (Impuls) und mit Photonen (Energie) gewährleistet wird. Elektronen können daher durch die anregende Laserstrahlung innerhalb des 6sp - Bands mit größerer Wahrscheinlichkeit Übergänge in die freien Plätze der Zustände durchführen, wobei die Wahrscheinlichkeit im Vergleich zu den Interbandübergängen gering ist. Zur Beschreibung der Intrabandübergänge wird der Drude - Term

$$\tilde{\epsilon}_{r,intra} = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma_D)} \quad (3.9)$$

mit der elektrischen Leitfähigkeit ϵ_{∞} ($\epsilon_{\infty} \approx 1$), der Plasmafrequenz ω_p , der Kreisfrequenz der einfallenden Strahlung ω und dem Dämpfungsterm Γ_D (Drude) verwendet. Der Lorentz - Term zur Beschreibung der Interbandübergänge, wird mit

$$\tilde{\epsilon}_{r,inter} = \sum_{j=1}^N \frac{f_j \cdot \omega_p^2}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\Gamma_j \cdot \omega} \quad (3.10)$$

mit j für den j - ten Oszillator, der Oszillatorstärke (des j - ten Oszillators) f_j , der Kreisfrequenz ω_j und dem Dämpfungsterm Γ_j berechnet (Gleichungen 3.9 und 3.10 aus [22]). Dabei entspricht der Dämpfungsgrad dem Kehrwert der Stoßzeit der Elektronen τ_0 , die wiederum von der Intensität der Anregung abhängt ($\tau_0 = \tau_0(I)$). Bei einer starken Anregung erhöht sich die Temperatur, wodurch die kinetische Energie der Elektronen und damit die Bewegungsgeschwindigkeit steigt. Aufgrund der höheren Geschwindigkeit stoßen die Elektronen öfter miteinander zusammen, sodass die Stoßzeit geringer wird. Bei einer Berechnung des komplexen Brechungsindex mithilfe von Gleichungen 3.8, 3.9, 3.10 und 3.11 kann durch Gleichung 3.1 eine Berechnung des Reflexionsgrads in Abhängigkeit der Wellenlänge und der Stoßzeit der Elektronen erfolgen. Für vorgegebene Werte des Drude - Terms (Gleichung 3.10) mit fünf Oszillatoren und einer starken Vereinfachung kann für verschiedene Werte der Stoßzeit die Reflexionsgradänderung schematisch dargestellt werden, wobei der Graph von $0,01 \cdot \tau_0$ der stärksten Anregung entspricht (Abbildung 3.3).

$$\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\epsilon}_r} = n - ik \quad (3.11)$$

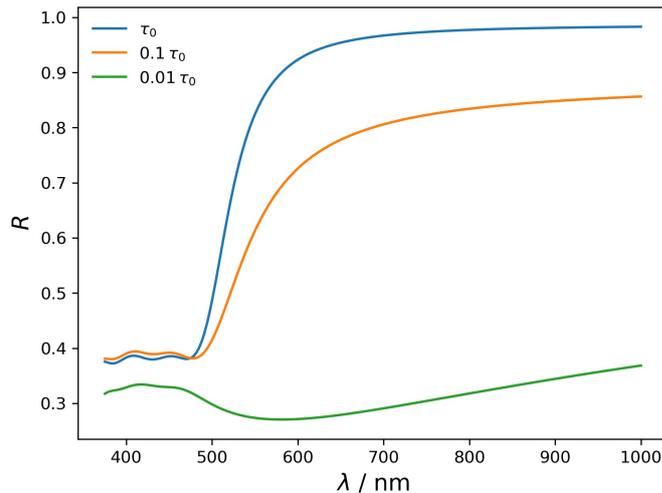


Abbildung 3.3: Reflexionsgrad als Funktion der Wellenlänge in Abhängigkeit von der Stoßzeit τ_0

Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 800$ nm liegt für eine niedrige Intensität der anregenden Strahlung (große Stoßzeit der Elektronen) ein hoher Reflexionsgrad vor, der bei steigender Intensität (kleine Stoßzeit der Elektronen) deutlich abfällt.

3.4 Abtrag durch ultrakurz gepulste Laserstrahlung

Bei der Wechselwirkung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit Metallen werden Stoßwellen in das Material induziert. Dabei tritt Spallation und für ausreichend große Pulsenergien Phasenexplosion auf. Spallation tritt für geringere Pulsenergien auf und wird auch als „gentle“- Abtrag bezeichnet, Phasenexplosion als „strong“- Abtrag.

Aufgrund der gaussförmigen Intensitätsverteilung der Strahlung sind die durch vorwiegend Spallation oder Phasenexplosion beeinflussten Zonen deutlich zu erkennen, wobei im Zentrum die maximale Intensität der Strahlung vorliegt. In den Randbereichen der durch die Strahlung angeregten Oberfläche findet Spallation statt, während in den Gebieten im Zentrum der Strahlung hauptsächlich die Phasenexplosion das Abtragsprofil bestimmt. Der Abtrag durch vorwiegend Spallation tritt zwischen dem Ring mit maximalem Durchmesser bis zu den Grenzen der dunklen Abtragsstruktur auf, darauf folgt eine sehr kleine Übergangszone (hell) und die vorwiegend durch Phasenexplosion beeinflusste Zone in der Mitte (dunkel) (Abbildung 3.4 links). Im Querschnitt der Abtragsstruktur zeigt sich, dass die Prozesse der Phasenexplosion einen deutlich tieferen Abtrag bewirken (Abbildung 3.4 rechts). Dieser wird mittels konfokaler Mikroskopie erstellt.

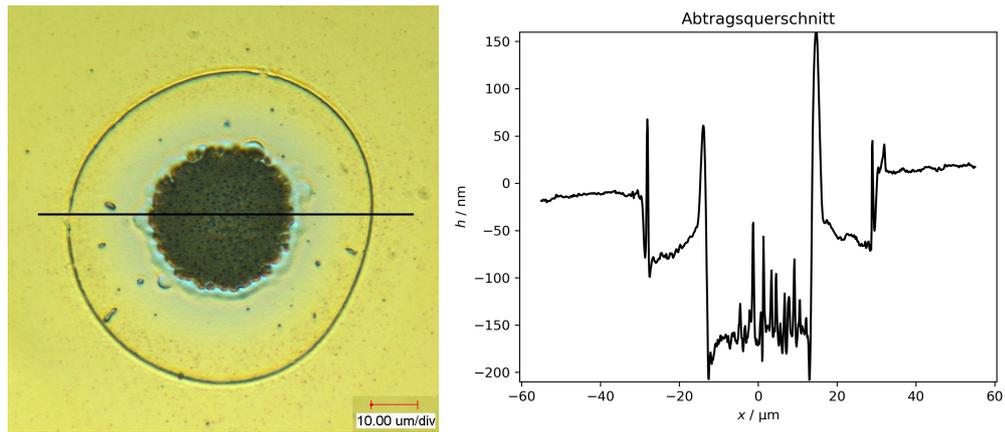


Abbildung 3.4: Abtrag an dünnen Goldschicht bei Verwendung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung, links: Draufsicht des Abtragsprofils, der innere schwarze Bereich entsteht vorwiegend durch Phasenexplosion, der umgebende Ring bis zum äußeren Kreis vorwiegend durch Spallation, rechts: Querschnitt des Abtragsprofils entlang der schwarzen Linie links, Zone der geringen Abtragstiefe durch vorwiegend Spallation beeinflusst, Zone der großen Abtragstiefe durch vorwiegend Phasenexplosion beeinflusst

Zur Bestimmung der Schwellfluenz und des Fokusradius wird daher der Abtrag durch vorwiegend Spallation verwendet. Die starken Erhöhungen an den Übergängen vom „gentle“- zu „strong“- Gebiet und zwischen unbearbeiteter und bearbeiteter Zone sind als Messfehler des Mikroskops zu sehen.

4 Material und Methoden

4.1 Laserstrahlung

Verwendet wird ein Ti:Saphir Laser (Astrella, Coherent Inc.), der horizontal linear polarisierte gepulste Laserstrahlung bei einer zentralen Wellenlänge von $\lambda = 800$ nm emittiert. Mittels eines optisch parametrischen Verstärkers (eng. optical parametric amplifier, kurz OPA, TOPAS Prime, Light Conversion Inc.) kann die Laserstrahlung in die gewünschte Wellenlänge von 240 nm bis 20 μm eingestellt werden. In dieser Arbeit soll die Wellenlänge auf 800 nm fixiert sein. Die Beugungsmaßzahl beträgt $M^2 = 1,25$. Die Pulsenergie (maximal $Q_{P\text{max}} \approx 7$ mJ) wird in späteren Versuchen variiert. Der Rohstrahl besitzt nach der Laserstrahlquelle einen Durchmesser von $d_0 = 11$ mm und wird durch ein Teleskop auf einen für nachfolgende optische Komponenten verkleinerten Durchmesser von $d_0 = 5,5$ mm reduziert. Eine Darstellung der räumlichen Intensitätsverteilung befindet sich in Abbildung 4.1.

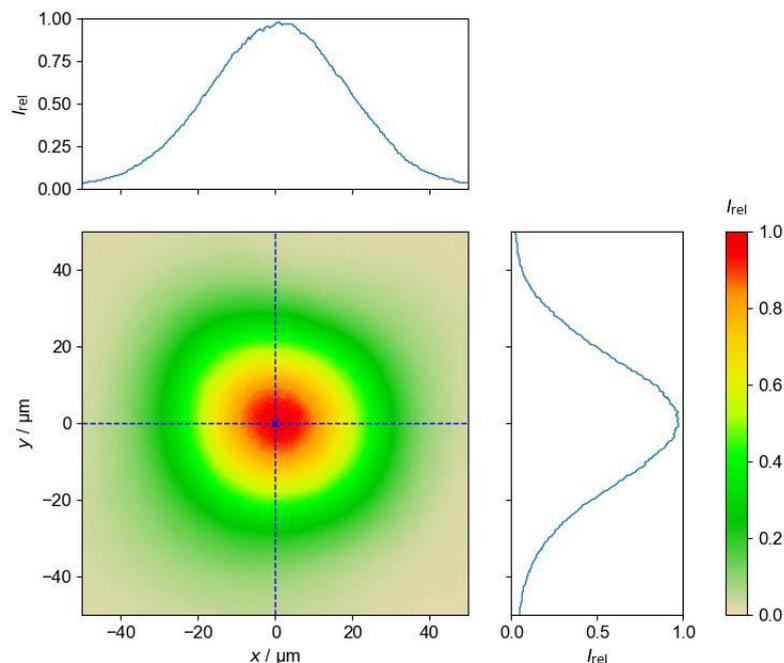


Abbildung 4.1: Räumliche Intensitätsverteilung der Laserstrahlung

Die zeitliche Intensitätsverteilung ähnelt, wie die räumliche, einer Gaußverteilung und wird in Abbildung 4.2 mit einer Gaußfunktion approximiert, wobei sich zeigt, dass der zeitliche Pulsverlauf leicht asymmetrisch ist. Die Pulsdauer wurde hierbei zu $\tau_{\text{FWHM}} = \tau_{\text{H}} \approx 35$ fs gemessen.

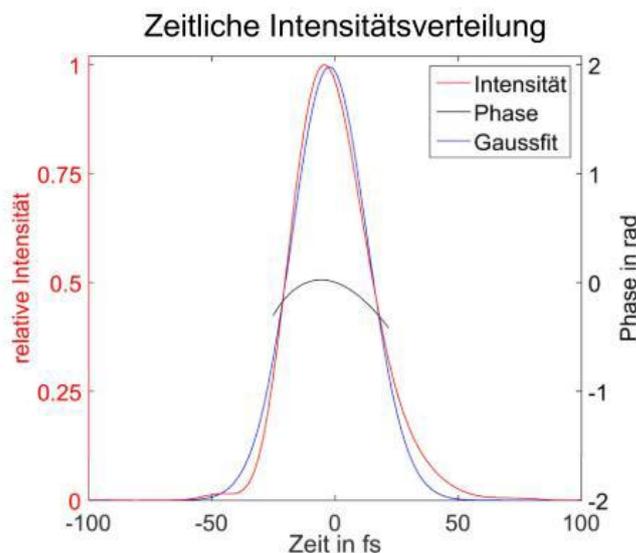


Abbildung 4.2: Zeitliche Intensitätsverteilung des Pulses mit approximierter Gaußverteilung

Zur Bestimmung der Pulsdauer wird die Autokorrelation mittels GRENOUILLE (Model 8 - 20, Firma Swamp Optic) verwendet und in [23] beschrieben.

4.2 Versuchsaubau

Ein Versuchsaufbau zur orts aufgelösten Abbildung der Laserstrahlung wurde erstellt und soll nun für Messungen verwendet werden [24]. Der Versuchsaufbau besteht aus zwei alternativen Strahlengängen, sodass einmal die reflektierte Strahlung nach der Probe und einmal die Rohstrahlung nach Fokussierung in Luft abgebildet und verglichen werden kann. Die Abbildung des Rohstrahls dient als Referenz, da im Vorfeld nicht gesagt werden kann, welchen Einfluss die Wechselwirkung mit der Probe auf die Intensitätsverteilung der Strahlung bei höheren Intensitäten hat. Weiterhin sollen die Einflüsse auf das Intensitätsprofil durch die Wechselwirkung isoliert werden, wobei Einflüsse durch optische Elemente (Linsen oder Filter) durch einen Vergleich der Messdaten aus beiden Strahlengängen entfernt werden sollen. Zwischen beiden Strahlengängen (Mess- und Referenzstrahlengang) kann durch Umstecken bestimmter optischer Elemente leicht gewechselt werden, wobei möglichst die selben Bauteile in beiden Strahlengängen verwendet werden sollen. Somit wird ein möglicher Einfluss zusätzlicher Elemente gering gehalten. Das System wird in drei wesentliche Komponenten unterteilt: die Fokussiereinheit, der Abschnitt zur Bearbeitung der Probe und ein konfokales System zur direkten Abbildung und Vergrößerung der reflektierten Strahlung. Zur Auswertung wird eine CCD - Kamera (Firma Basler: Modell acA1300 - 200 μm) verwendet. Die Laserstrahlung wird durch das konfokale System 20 - fach vergrößert, sodass die Auflösungsgrenze des Chips der Kamera nicht unterschritten wird und gleichzeitig keine Strahlanteile abgeschnitten werden. Beide Strahlvarianten sind in Abbildung 4.3 darge-

stellt, wobei grün dem Referenzstrahlengang entspricht, rot dem Messstrahlengang und blau dem gemeinsamen Strahlweg. Die Positionen A und B der Fokussierlinse werden so gewählt, dass der Fokus in einer Entfernung vor dem Objektiv ist, die der Brennweite des Objektivs entspricht (einmal auf der Probe für den Messstrahlengang und einmal in Luft für den Referenzstrahlengang). In der roten Strahlvariante wird die Strahlung durch den ersten herausnehmbaren Spiegel (HS1) in Richtung des nur in diesem Strahlengang enthaltenen festen Umlenkspiegels (US1) umgelenkt. Über die Probe und den zweiten herausnehmbaren Spiegel (HS2) wird der Strahlweg wieder mit dem Referenzstrahlengang (grün und ohne HS1 und HS2) überlagert.

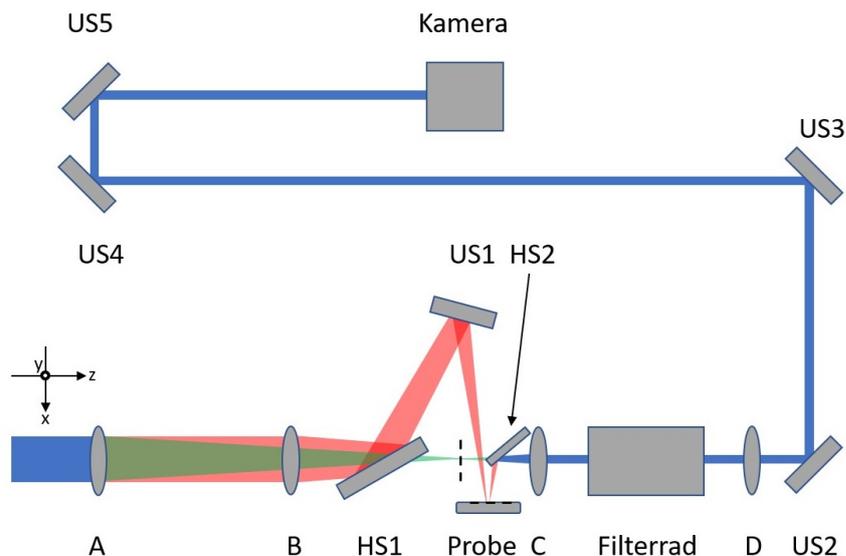


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Strahlengänge im Versuchsaufbau, Referenzstrahlengang (grün), Messstrahlengang (rot) und gemeinsame Strahlenteile (blau). Fokussierlinse in Position A (Referenzstrahlengang) oder B (Messstrahlengang), Objektiv in Position C, Tubuslinse in Position D, herausnehmbare Spiegel $\hat{=}$ Bezeichnung HS, fester Umlenkspiegel $\hat{=}$ Bezeichnung US

Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass die horizontale Einbringung der Kamera in den Versuchsaufbau berücksichtigt wird. Die y -Richtung zeigt aus der Papierebene heraus, was einer Drehung der Kamera um 90° entspricht (Querformat wird zu Hochformat). Durch die Auslegung der Strecke von dem Fokus bis zum Objektiv in Linsenposition C mit der Länge der Brennweite des Objektivs wird die Strahlung hinter dem Objektiv strahlenoptisch kollimiert, sodass eine Strahlabschwächung ohne Abbildungsfehler erfolgt. Mittels der Kombination aus Objektiv und Tubuslinse in Linsenposition D wird der Fokus der Strahlung auf dem CCD-Chip der Kamera vergrößert abgebildet. Eine Beschreibung der Konstruktion und Justage dieser Strecke befindet sich in [24], wobei die Änderungen zu dieser Version des Versuchsaufbaus im nächsten Abschnitt beschrieben werden. Als Probe dient eine dünne Goldschicht ($d = 180 \text{ nm}$) mit einer für reflektometrische Messungen hinreichenden optischen Qualität (Rauigkeit $< 20 \text{ nm}$, ohne Verunreinigungen und Partikulate), die über eine Haftvermittlungsschicht aus Chrom ($d = 20 \text{ nm}$) auf einen Quarzglassubstrat aufgebracht wurde.

4.3 Veränderungen des Versuchsaufbaus

Für den Messbetrieb werden die in diesem Kapitel aufgeführten Änderungen zur Verbesserung der Abbildung vorgenommen. Die Umlenkeinheit aus dem Messstrahlengang wird umgebaut, da beim Einrichten ein starker Astigmatismus beobachtet wurde. Da dieser Abbildungsfehler im Strahlprofil der Referenz nicht vorliegt, können nur die zusätzlichen Spiegel einen Einfluss auf das Strahlprofil nehmen. In einer früheren Version des Aufbaus mit kleinerem Einfallswinkel auf dem ersten herausnehmbaren Spiegel HS1 konnte jedoch kein Einfluss beobachtet werden, sodass der Einfallswinkel wieder auf 45° verändert wurde. Für einen Einfallswinkel $> 45^\circ$ wird die Fläche, die der Strahl auf dem Spiegel HS1 einnimmt, größer, sodass die Verwendung eines elliptischen Spiegels notwendig wird. Durch ein zu festes Einspannen des Spiegels in die Halterung wird der Spiegel leicht deformiert, sodass ein großer Einfluss auf das Strahlprofil beobachtet werden kann. Aufgrund eines Einfallswinkels von 45° kann der elliptische Spiegel wieder durch einen runden Spiegel ersetzt werden, bei dem die Halterung nicht für eine Verspannung des Spiegels sorgt. So wurde der Astigmatismus aus dem Messstrahlengang minimiert und die Strahlung kann so einjustiert werden, dass die Intensitätsverteilungen der Strahlung aus beiden Strahlengängen ähnlicher werden. Wegen der Minimierung des Einfallswinkels ($< 8^\circ$) auf der Probenoberfläche und der besseren Justage wird ein zusätzlicher Spiegel US2 im Messstrahlengang benötigt (Abbildung 4.4).

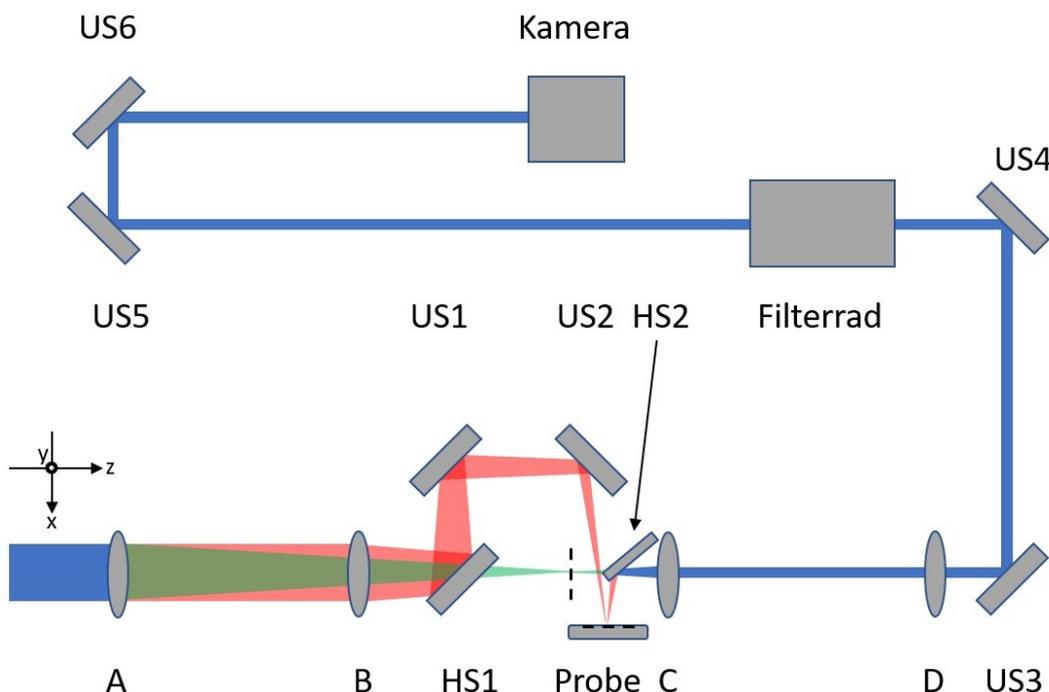


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der veränderten Messstrecke, Referenzstrahlengang (grün) und Messstrahlengang (rot). Fokussierlinsen in Positionen A und B, Objektiv in Position C, Tubuslinse in Position D, herausnehmbare Spiegel $\hat{=}$ Bezeichnung *HS*, fester Umlenkspiegel $\hat{=}$ Bezeichnung *US*, gestrichelte Linien $\hat{=}$ Fokuslagen aus dem jeweiligen Strahlengang

Die Strahlung wird in dem aktualisierten Messstrahlengang fünf mal öfter reflektiert, als im Referenzstrahlengang, sodass im späteren Programm zur Auswertung die Bilder aus dem Messstrahlengang gespiegelt werden müssen. Bei späteren Messungen stellte sich heraus, dass die Intensität der Strahlung im maximalen Energiebereich der Messungen ausreicht, um die reflektiven Keilfilter in der Abschwächung zu beschädigen. Daher wird das Filterrad hinter US3 und US4 positioniert. Diese beiden Umlenkspiegel werden als unbeschichtete Glaskeile ausgelegt, die jeweils nur circa 4% der einfallenden Strahlung reflektieren. Auf diese Weise wird die Intensität soweit verringert, dass auf die Verwendung des Keilfilters verzichtet werden kann. Da der erste Filter nun ein absorbierender Filter ist, kann ausgeschlossen werden, dass Rückreflexe die Strahlquelle beschädigen. Durch die Positionierung der Abschwächereinheit hinter der Tubuslinse entstehen Abbildungsfehler, die jedoch aufgrund der großen Brennweite vernachlässigt werden können. Die Fokussierlinse kann im verbesserten Versuchsaufbau mit einer manuellen Linearachse genauer als in der zuvor verwendeten Cage - Halterung positioniert werden. Weiterhin werden nun zwei Fokussierlinsen verwendet, da sich zeigte, dass in den Linsenpositionen A und B die Linse leicht unterschiedlich ausgerichtet werden muss (aufwendige Justage und daraus resultierende geringe Abweichungen der Linsenausrichtung). Bei einem Wechsel zwischen den Strahlengängen müsste die Linse immer wieder neu justiert werden, wodurch die Reproduzierbarkeit stark eingeschränkt wird. Zur Justage der Fokussierlinse wird eine Konstruktion erstellt, bei der die Linsen über jeweils ein Adapterstück in eine Spiegelhalterung eingebaut und so über die Stellschrauben dieser verkippt werden können (Abbildung 4.5).

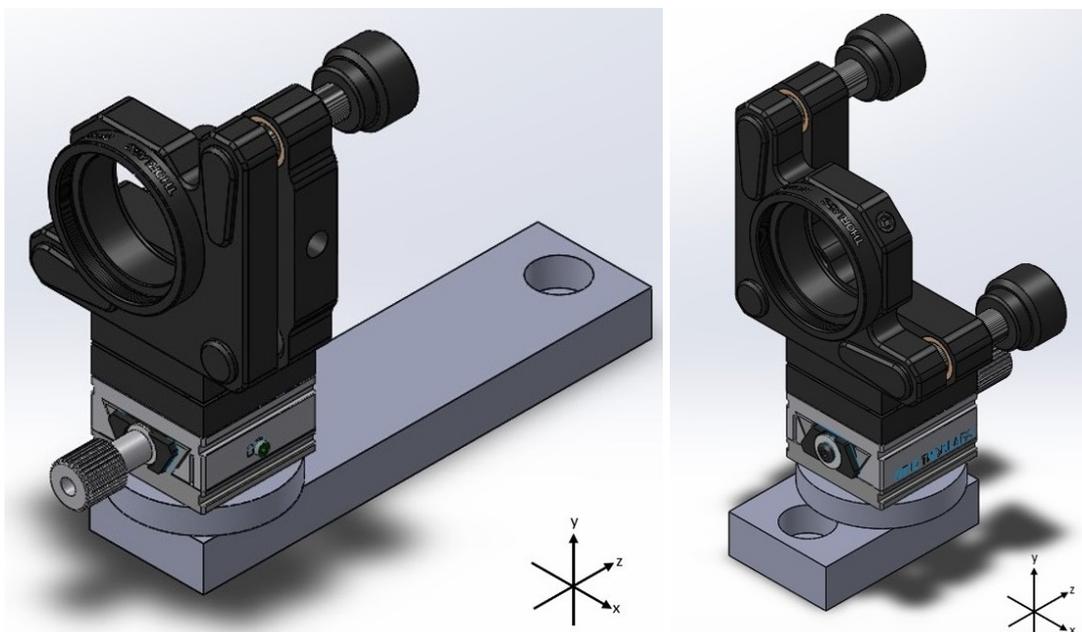


Abbildung 4.5: Konstruktionen zur Halterung der Fokussierlinse für den Referenzstrahlengang (links) und den Messstrahlengang (rechts)

Mittels Linearachsen wird eine Verschiebung der z - Position entlang der Strahlachse gewährleistet und mittels Anschrauben an das Breadboard, an dem die optischen

Komponenten angebracht werden, kann ein lateraler Versatz erfolgen. Mittels der Stellschrauben an den Spiegelhalterungen kann die Linse verkippt werden, sodass eine senkrechte Durchstrahlung ermöglicht wird. Dabei wird die Konstruktion so entworfen, dass sich die Linse automatisch in Strahlhöhe befindet. Das Objektiv wird mit einem fünf - Achs - System ausgerüstet, sodass sowohl die Verkipfung als auch die Positionierung in x - und y - Richtung mittels Stellschrauben präzise eingestellt werden kann (Abbildung 4.6). Weiterhin wird zur Verbesserung der Abbildung eine Linse mit einem Linsendurchmesser von einem Zoll verwendet, sodass die numerische Apertur größer und die minimal abbildbare Strukturweite kleiner wird. Die numerische Apertur berechnet sich dabei aus $NA = 1 / (2 \cdot f_{BZ})$ mit der Blendenzahl f_{BZ} , die aus dem Linsendurchmesser und der Brennweite mit $f_{BZ} = f / d_L$ berechnet wird, zu $NA_{\text{Objektiv}} = 0,508$. Für die minimale Strukturweite s_{min} folgt mit $s_{\text{min}} = (1,22 \cdot \lambda) / (2 \cdot NA_{\text{Objektiv}})$ eine Strukturweite von $s_{\text{min}} \approx 2,5 \mu\text{m}$.

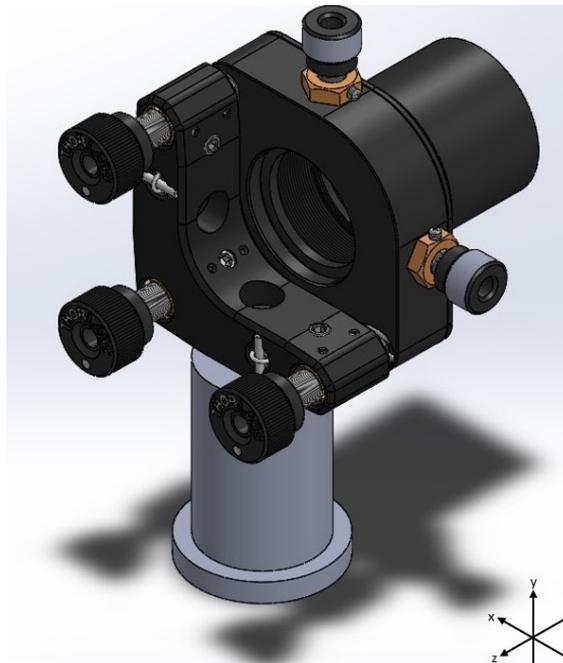


Abbildung 4.6: Konstruktion zur Halterung der Objektivlinse

Mittels den drei Stellschrauben an der Rückseite dieser Halterung kann das Objektiv verkippt und in einem kleinen Bereich in z - Richtung verfahren werden. Die Justage der Fokusslage (der z - Position) wird im Messstrahlengang über die Linearachse an der Probenhalterung und im Referenzstrahlengang über die Stellschraube an der Fokussierlinse realisiert. Daher wird am Objektiv keine große Verstellstrecke entlang der z - Achse notwendig. Mittels den zwei seitlich angebrachten Stellschrauben kann das Objektiv senkrecht zur Strahlachse in x - und y - Richtung verstellt werden, sodass die Strahlung zentrisch auftrifft. Für die Tubuslinse kann daher eine Konstruktion gewählt werden, die eine ähnliche Ausrichtung zur Strahlpropagationsrichtung zulässt, wie bei der Fokussierlinse (Abbildung 4.7).

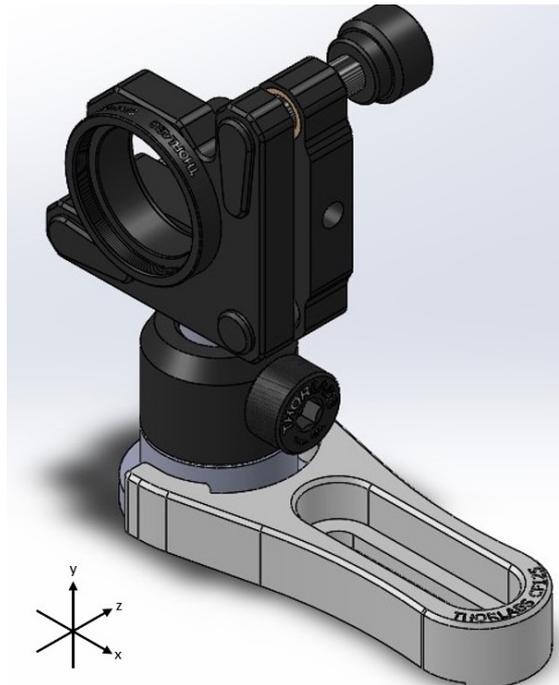


Abbildung 4.7: Konstruktion zur Halterung der Tubuslinse

Zuletzt wird die Probenhalterung mit den verfahrbaren Achsen auf eine Taumelplatte positioniert, damit sich die Fokusslage beim Verfahren der Achsen nicht relativ zur Probenoberfläche verschiebt. Die neuen Konstruktionen werden in die Gesamtkonstruktion eingebaut, sodass auf eventuelle Kollisionen der Bauteile überprüft werden kann. Der Messstrahlengang wird in der Konstruktion dargestellt, da sich in diesem Strahlengang mehr optische Komponenten befinden. Damit der Versuchsaufbau komplett mit allen Änderungen gezeigt werden kann, wird zusätzlich die Halterung der Fokussierlinse im Referenzstrahlengang dargestellt. Das Filterrad befindet sich nicht in der Konstruktion, wobei sich der Block, an dem das Filterrad angebracht wird, an der betreffenden Position im Strahlengang nach US 4 befindet (Abbildung 4.4).

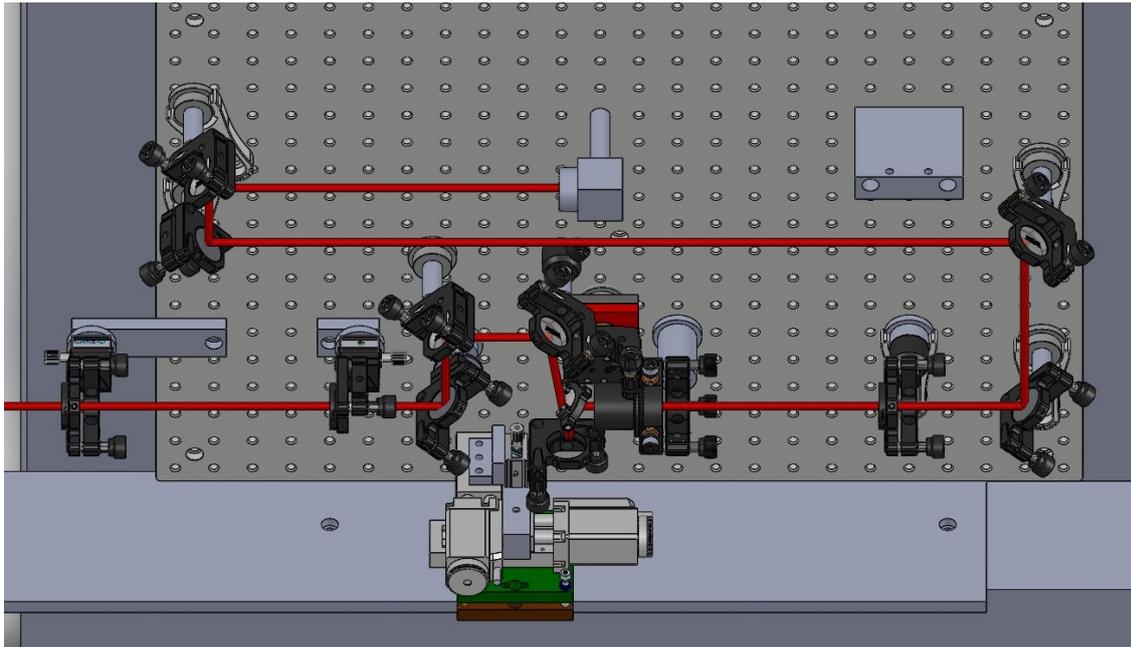


Abbildung 4.8: Darstellung der neuen Gesamtkonstruktion

4.4 Justage der Messstrecke

Aufgrund der veränderten Messstrecke wird das Vorgehen zur Justage überarbeitet. Zuerst wird der Rohstrahl im Referenzstrahlengang parallel zum Lochraster des Breadboards bis zur Kamera einjustiert. Hierbei sind noch keine optischen Elemente außer den Spiegeln im Strahlengang enthalten. Mittels der Kamera kann dabei für jeden der Justageschritte ein zentrisches Auftreffen gewährleistet werden. Im nächsten Schritt wird die Tubuslinse so eingebaut, dass die Strahlung auf der Linse zentrisch auftrifft und der Auftreffpunkt der Strahlung auf dem CCD - Chip der Kamera, im Vergleich zum ersten Schritt, nicht verändert wird. Auf diese Weise muss die Tubuslinse entlang der optischen Achse durchstrahlt werden, da die Tubuslinse nur in diesem Fall bei zentrischem Auftreffen für den Strahlversatz unwirksam wird. Anschließend wird das Objektiv mittels einer Justierblende zentrisch in die Strahlung eingebaut, sodass die Fokussierlinsen bezüglich der Blende auf dem Objektiv einjustiert werden können. Diese müssen wieder zentrisch getroffen und entlang der optischen Achse durchstrahlt werden, sodass die Strahlung auch nach Einbau der Fokussierlinsen im Mittelpunkt der Justierblende an dem Objektiv auftrifft. Dann wird unter Verwendung von der Fokussierlinse in Linsenposition A das Objektiv einjustiert, sodass die Strahlung wieder zentrisch auf diesem auftrifft und im Mittelpunkt der Kamera abgebildet wird. Zuletzt wird der Messstrahlengang über die nur in diesem enthaltenen Spiegel einjustiert, wobei die Strahlung für ein zentrisches Auftreffen auf den Linsen wieder zentrisch auf dem CCD - Chip der Kamera auftrifft. Im letzten Schritt dürfen alle zuvor einjustierten Elemente nicht weiter verstellt werden. Für eine einjustierte Messstrecke werden nach den unter Abschnitt 4.4 beschriebenen Änderungen zwei vergleichbare Strahlprofile erhalten (Abbildung 4.9).

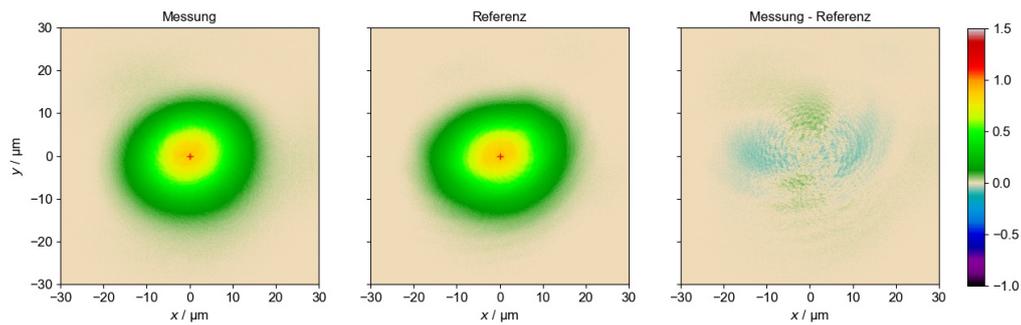


Abbildung 4.9: Strahlprofile aus Referenz - und Messstrahlengang mit Differenzbildung nach der Justage

Hierbei sind immer noch Unterschiede zwischen den Strahlprofilen aus beiden Strahlengängen zu erkennen. Die absolute Differenzbildung zeigt jedoch nur sehr kleine Abweichungen von Null, sodass Messungen durchgeführt werden können. Nach dem Justieren der Messstrecke wird eine Fokussuche im Messstrahlengang durchgeführt, sodass sich der Fokus der Strahlung auf der Oberfläche der Probe befindet. Hierbei kann das Auftreten von Spallation und Phasenexplosion bei Verwendung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung beobachtet und zur Bestimmung der Fokusslage verwendet werden. Sobald der Bereich, der hauptsächlich durch Phasenexplosion beeinflusst wird, maximal wird und der durch Spallation beeinflusste Bereich einen minimalen radialen Abstand aufweist, befindet sich der Fokus auf der Materialoberfläche. Zusätzlich wird aufgrund des Astigmatismus der Strahlung das Abtragsprofil im Fokus rund, im Falle einer Verschiebung der Fokusslage vor oder hinter die Probenoberfläche zeigt sich eine eher elliptische Form. Die Versuchsreihe wird mit variabler Fokussposition durch gleichmäßiges Verstellen der Linearachse der Fokussierlinse in circa $90\ \mu\text{m}$ - Schritten durchgeführt, wobei die Abträge mittels Lichtmikroskopie ausgewertet werden. Die Bestimmung der Abtragsdurchmesser wird exemplarisch in [Abbildung 4.10](#) für jeweils eine Fokussposition deutlich vor und nach der Probenoberfläche dargestellt. Vor bedeutet, dass sich der Fokus vor der Wechselwirkungszone mit der Probe befindet, vergleiche [Abbildung 4.10](#) links und nach, dass sich der Fokus in der von der Probe reflektierten Strahlung befindet, vergleiche [Abbildung 4.10](#) rechts.

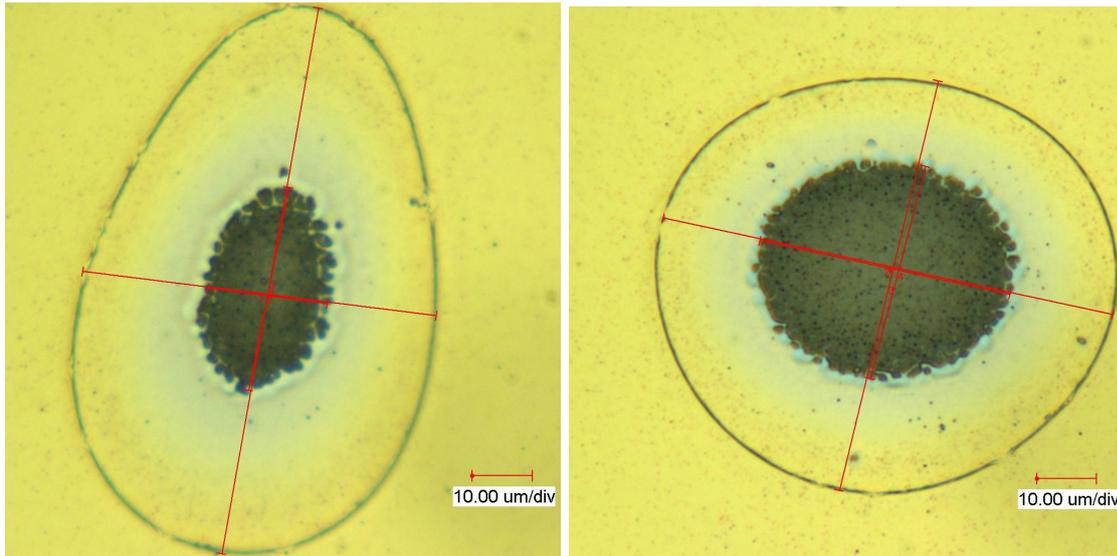


Abbildung 4.10: Schema der Bestimmung von Form und Größe der Abtragsstrukturen anhand der zwei Messungen mit größter Entfernung zur Fokusslage vor ($\approx 4,3$ mm, links) und hinter ($\approx 1,2$ mm, rechts) der Probenoberfläche

Insgesamt werden 67 Messungen durchgeführt, von denen jedoch nur einige Fokusslagen dargestellt werden, die sich in der Nähe der Probenoberfläche befinden (Abbildung B.1 im Anhang B). Die mit oben gezeigter Messmethode bestimmten Durchmesser in x - und y -Richtung werden gemittelt, sodass für Spallation und Phasenexplosion pro Fokussposition ein Wert des Durchmessers vorliegt (Abbildung 4.11). Im Falle der korrekten Justage mit der Fokusslage auf der Probenoberfläche wird der Abtragsdurchmesser der äußeren Zone minimal und der innere Bereich maximal.

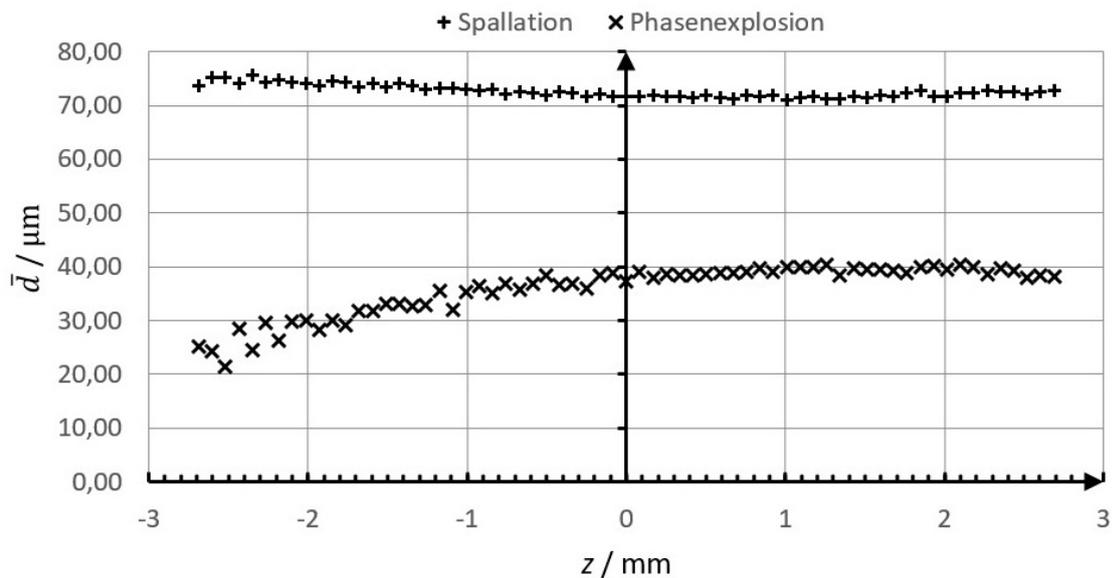


Abbildung 4.11: Abtragsdurchmesser durch Spallation und Phasenexplosion in Abhängigkeit der Verschiebung der Fokusslage, bei $z \approx 1,4$ mm liegt diese auf der Oberfläche der Probe

Bei $z \approx 1,4$ mm befindet sich der Fokus auf der Probenoberfläche, was in Abbildung B.1 im Anhang B Bild Nummer 5 entspricht. Die Messstrecke wird auf diese Position einjustiert, sodass abschließend zur Bestimmung des Fokusradius und der Schwellfluenz von Gold ein LIU - Plot nach der Methode des quadrierten Durchmessers des hauptsächlich durch Spallation beeinflussten Gebiets [25] angefertigt wird (Abbildung 4.12).

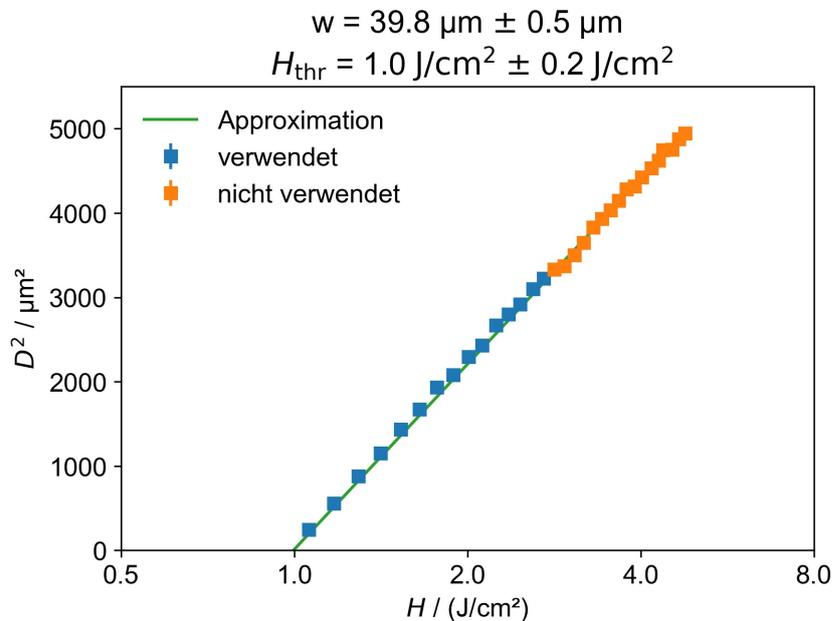


Abbildung 4.12: Liu - Plot zur Bestimmung der Schwellfluenz von Gold und des Fokusradius w_0 zu $w_0 = (39,8 \pm 0,5) \mu\text{m}$

Die Bestimmung der Abtragsdurchmesser erfolgt, wie in der Fokussuche, durch Lichtmikroskopie. Die Schwellfluenz von Gold (Spallation) wird zur Einteilung der durchzuführenden Messungen benötigt. Bei der Auswertung werden einige Werte nicht verwendet, da ab einer Fluenz von $H \approx 3 \text{ J/cm}^2$, das Durchmesserquadrat des Abtrags von einem linearen Verhalten abweicht. Der Fokusradius wird zu $(w_0 = 39,8 \pm 0,5) \mu\text{m}$ und die Schwellfluenz zu $(H_{\text{thr}} = 1,0 \pm 0,2) \text{ J/cm}^2$ ermittelt. Im Folgenden werden Messungen diskutiert, die in Abhängigkeit der Fluenz dargestellt werden. In diesen Fällen wird mit der Verwendung des Wortes „Fluenz“ die im Fokus der Strahlung vorliegende Fluenz beschrieben.

4.5 Auswertalgorithmus

Die Position der Strahlung verändert sich auf der Kamera zwischen den einzelnen Messungen infolge von Emissionsschwankungen der Strahlung der Laserquelle, sodass eine Korrektur in Form eines Auswertalgorithmus notwendig wird. Die Bilder einer Messreihe werden eingelesen und die Schwerpunkte ausgerechnet. Der Mittelpunkt der Kamera ist mit dem Mittelpunkt der Matrizen, in denen die Daten stehen, gleichzusetzen. Die Schwerpunkte der einzelnen Bilder müssen um die Differenz aus Mittelpunkt -

und Schwerpunktkoordinaten verschoben werden, damit alle Bilder an die gleiche Stelle ausgerichtet werden. Anschließend wird von den Messwerten jeweils ein Ausschnitt mit einer Breite von einem Pixel und einer Höhe von 800 Pixeln (entspricht einer Höhe von $192\ \mu\text{m}$ bei einer 20-fachen Vergrößerung und einer Pixelgröße von $4,8\ \mu\text{m}$) in x - und y -Richtung bestimmt. Aufgrund der Ausrichtung zuvor befindet sich nun der Bereich der maximalen Intensität im Mittelpunkt des erzeugten Kreuzes. Jeweils ein Rechteck des Kreuzes (entweder x - oder y -Richtung) dient nun als Schnittkante, mittels welcher der Bereich maximaler Intensität des Strahlprofils abgetrennt wird. Die Ausschnitte werden mit steigender Fluenz aneinander gereiht, wobei die Breite des Ausschnitts zur Verbesserung der Darstellung vergrößert wird. Die Messungen können somit in x - und y -Richtung, als auch in Mess- und Referenzstrahlengang unterschieden werden.

4.6 Einflüsse auf das Messergebnis

Der Einfluss einer nicht senkrecht zur optischen Achse ausgerichteten Linse wird exemplarisch für alle verwendeten Linsen anhand der Fokussierlinse untersucht. Dabei wird diese in der neuen Halterung um $\pm 2^\circ$ entlang der y -Achse verdreht (Abbildung 4.13).

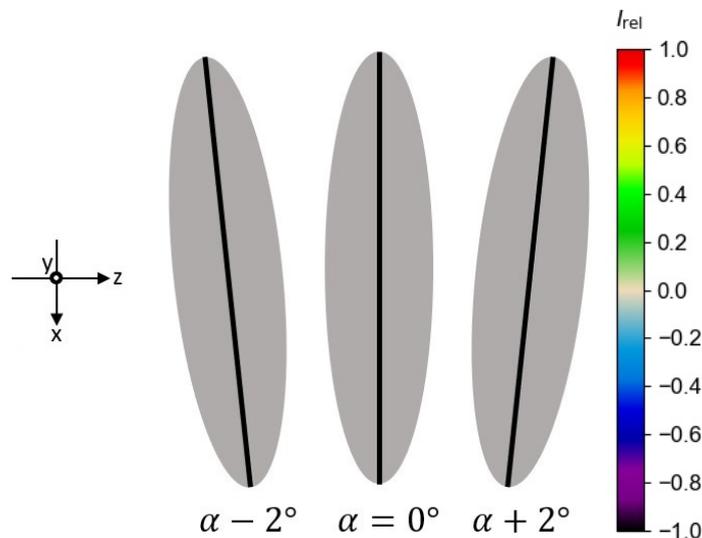


Abbildung 4.13: Schema der Verkippung der Linsen (links) und Colorbar der normierten Intensitätsverteilungen der Abbildung 4.14 (rechts)

Da eine Einbringung der Colorbar in die nachfolgende Abbildung 4.14 den Platz der einzelnen Bilder einschränkt und gleichzeitig alle Bilder auf das jeweilige Maximum normiert werden, wird die Colorbar separiert und bereits vorher dargestellt (Abbildung 4.13 rechts).

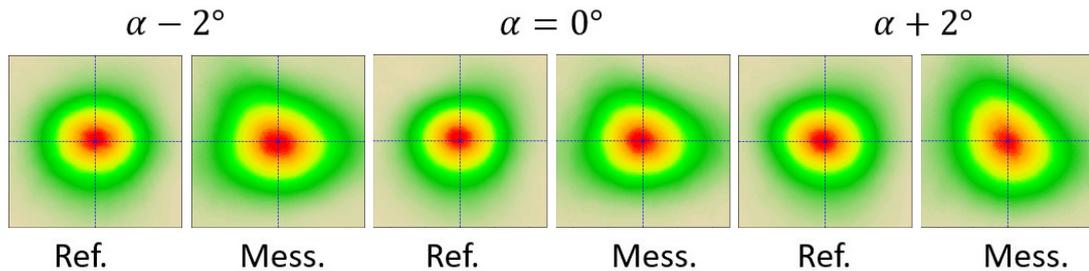


Abbildung 4.14: Strahlprofil bei Drehung der Fokussierlinse aus Referenzstrahlengang (Ref.) und Messstrahlengang (Mess.)

Das Strahlprofil verändert sich messbar (Abbildung 4.14). Eine Verdrehung der Fokussierlinse wirkt sich auf das Strahlprofil des Messstrahlengangs stärker aus, als auf das des Referenzstrahlengangs. Die Abbildungen der Strahlprofile stammen aus einer älteren Version der Messstrecke, sodass noch nicht alle unter Kapitel 4.3 beschriebenen Veränderungen vorgenommen wurden. Daher wird lediglich untersucht, inwiefern sich die Strahlprofile in ihrer Form ändern, ohne davon auszugehen, dass die optimalen Strahlprofile vorliegen. Weiterhin wurden die Abbildungen im gepulsten Betrieb mit einer Pulsfrequenz von $f_p = 1 \text{ kHz}$ und der minimal möglichen Fluenz erstellt, sodass nicht die in den Messungen gegebenen Parameter (Einzelpulse und Fluenzen bis $H = 6 \text{ J/cm}^2$) vorlagen. Trotzdem kann zur Vermeidung einer Veränderung im Strahlprofil davon ausgegangen werden, dass die Strahlung möglichst zentrisch und parallel zu der optischen Achse durch die Linsen propagieren muss.

In der Versuchsdurchführung wird die Fluenz verändert, sodass die Filter zur Abschwächung der Strahlung so ausgesucht werden, dass sie während der Messung nicht verändert werden müssen und die Intensität auf dem CCD - Chip nicht so groß wird, dass die Kamera zerstört wird. Dabei soll die Kamera bei der jeweils maximalen Fluenz einer Messreihe fast maximal ausgeleuchtet sein, damit möglichst viele Intensitätsanteile der Strahlung in den minimalen Fluenzbereichen dieser Messreihe erhalten bleiben und nicht durch die Abschwächung und das damit verbundene schlechtere Signal - Rausch - Verhältnis verloren gehen. Die Fluenzbereiche sind in Tabelle 4.6 zusammengefasst, wobei zusätzlich zu den eingebauten Keilspiegeln US3 und US4 (Abbildung 4.4), die jeweils 4% der einfallenden Strahlung reflektieren, die in der Tabelle aufgeführten optischen Filter im Filterrad, in den Strahlengang eingesetzt werden (Tabelle 4.6).

Tabelle 4.1: Fluenzbereich, Schrittweite und optische Dichte (OD) der verwendeten Filter in den einzelnen Messungen

Messnummer	Fluenzbereich in J/cm^2	Schrittweite in J/cm^2	OD der verwendeten Filter
1	0 - 6	0,1	0,2; 1
2	0 - 1	0,05	0,2; 0,5
3	0,5 - 1,5	0,05	1
4	1 - 2	0,05	1

Die Messungen werden anschließend ohne ein Verändern der Filter über den entsprechenden Fluenzbereich durchgeführt, damit für eine Messung jeweils die gleichen Bedingungen vorliegen. Messungen 2 - 4 werden in kleineren Fluenzschritten aufgelöst, damit der Bereich um die ermittelte Schwellfluenz von Gold genauer untersucht wird.

5 Ergebnisse und Diskussion

5.1 Messungen mit Einzelpulsen

Reflektometrische Untersuchungen wurden nach dem im Vorfeld beschriebenen Prinzip mit der dünnen Goldschicht durchgeführt. Bei einer Messung werden pro Fluenz drei Bilder der von der Probe reflektierten Strahlung aufgenommen, damit verglichen werden kann, wie reproduzierbar die Messungen sind. Im Fall von stark voneinander abweichenden Messungen kann so ein Mittelwert gebildet werden.

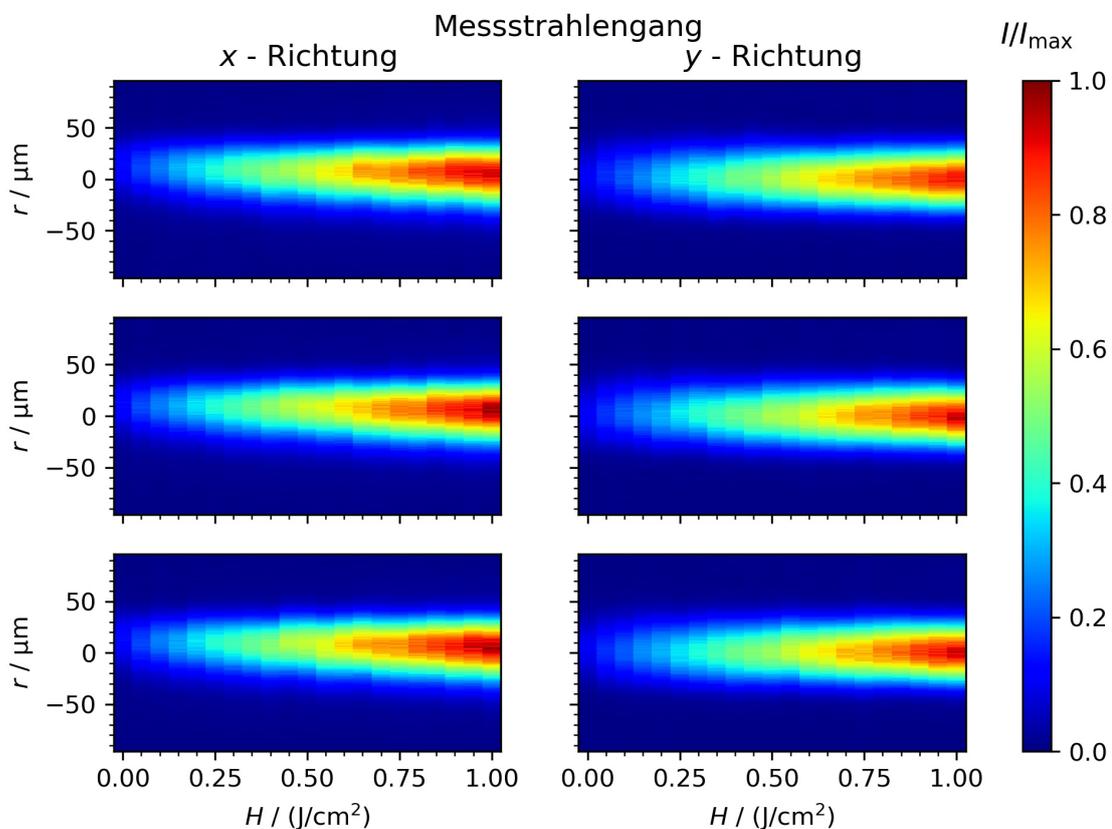


Abbildung 5.1: Messung Nummer 2 im Fluenzbereich von $0 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 1 \text{ J/cm}^2$ in x - und y -Richtung, mit jeweils drei Wiederholungsmessungen im Messstrahlengang

Exemplarisch für alle Messreihen soll an Messung Nummer 2 die Vergleichbarkeit der einzelnen Messungen untereinander und in x -, sowohl wie in y -Richtung diskutiert werden. Alle anderen Messungen sind in dieser Ausführlichkeit im Anhang C.2 - C.6 dargestellt. Für die einzelnen Messungen einer Messreihe wird eine gute Vergleichbarkeit in x - und y -Richtung beobachtet (Abbildung 5.1). Die einzelnen Messungen weichen nur wenig voneinander ab, wobei diese Abweichungen mit dem leichten Schwanken der Position und der Intensität der Laserstrahlung erklärt werden kann. Bei einem Vergleich von den Strahlprofilen in x - und y -Richtung fällt auf, dass der Radius der Strahlung in

y - Richtung teilweise etwas kleiner als in x - Richtung ausfällt. Dieser Unterschied kann damit erklärt werden, dass das Auswertungsprogramm die Strahlquerschnitte nicht exakt auf den Mittelpunkt der Darstellung ausrichtet, sodass davon ausgegangen werden kann, dass Bereiche leicht außerhalb des Zentrums der Strahlung verwendet werden (schematisch in Abbildung 5.2). In beiden Strahlengängen verbleibt wahrscheinlich zusätzlich ein Astigmatismus, der die Dimensionen des Strahlprofils in x - und y - Richtung verschieden groß ausfallen lässt.

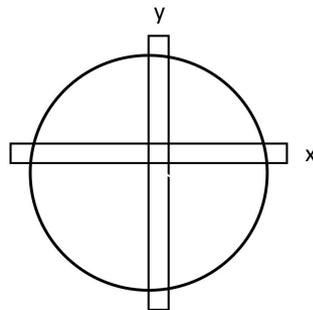


Abbildung 5.2: Schematische Verschiebung der Streifen durch das Auswertungsprogramm

Die Positionen der Strahlung auf dem CCD - Chip der Kamera in x - und y - Richtung unterscheiden sich jedoch nur in einem kleinen Bereich, sodass die Messergebnisse untereinander verglichen werden können.

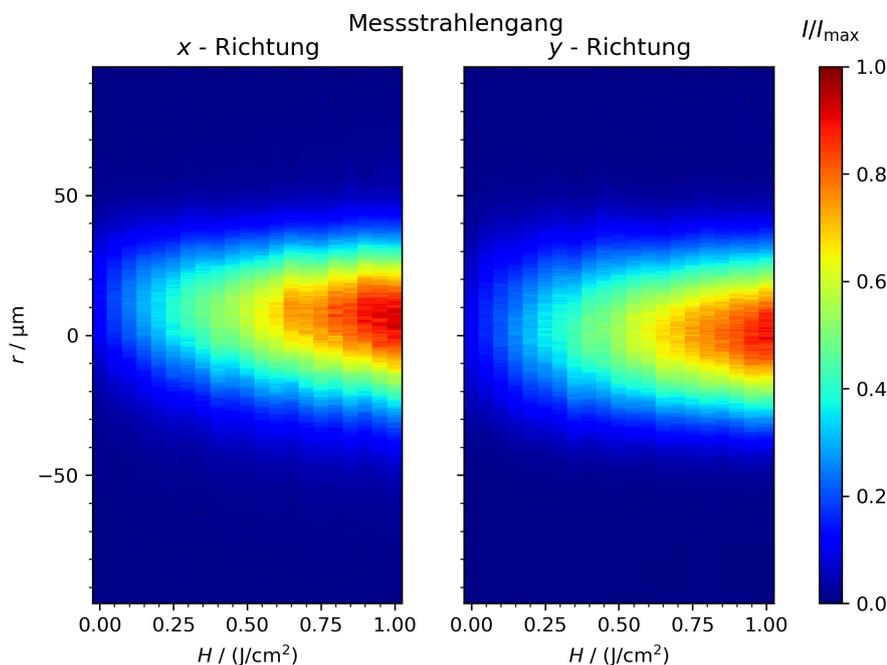


Abbildung 5.3: Exemplarische Darstellung von Messung Nummer 2 im Messstrahlengang in x - und y - Richtung

Die einzelnen Messreihen werden dabei wie in Abbildung 5.3 für jeweils eine der durchgeführten Wiederholungsmessung dargestellt, wobei eine Darstellung aller abgebildeten Messungen wie beschrieben im Anhang gegeben wird. Für den Fall einer sehr stark

schwankenden Intensität der Strahlung kann über die Messwerte gemittelt werden, was in dem vorliegenden Experiment jedoch nicht der Fall ist. Das Messprinzip der Differenzdarstellung aus Referenz - und Messstrahlengang erfordert eine gute Vergleichbarkeit der Messungen. Die Strahlprofile aus beiden Strahlengängen müssen nahezu identisch sein, damit bei einer Differenzbildung die Einflüsse der Wechselwirkung der Strahlung mit der Probe im Intensitätsprofil sichtbar werden. In diesem Fall weicht jedoch das Strahlprofil des Referenzstrahlengangs bei der Messung mit Einzelpulsen sehr stark von dem des Messstrahlengangs ab, sodass solche Aussagen nicht getroffen werden können. Während im Messstrahlengang unabhängig von der Fluenz nahezu gaussförmige Strahlprofile gemessen werden, die bei steigender Fluenz eine steigende Intensität aufweisen (Abbildung 5.4 links oben), wird im Referenzstrahlengang ein stark verändertes Strahlprofil im Vergleich zur Rohstrahlung des Lasers aufgenommen (Abbildung 5.4 rechts oben).

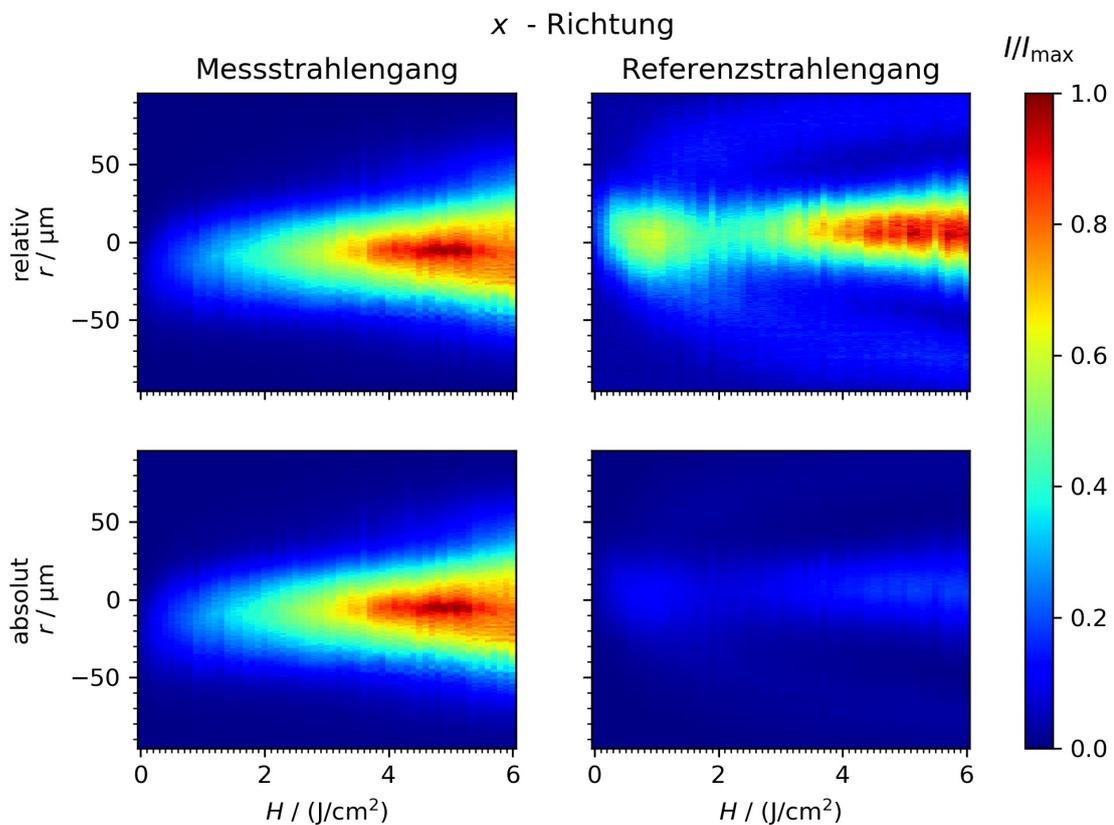


Abbildung 5.4: Messung Nummer 1 (Tabelle 4.6), Messstrahlengang (links) und Referenzstrahlengang (rechts), auf das interne Maximum der Intensität der jeweiligen Strahlengänge (oben) und auf das globale Maximum beider Strahlengänge (unten) normiert, x - Richtung

Hierbei steigt die Intensität nicht kontinuierlich, so wie erwartet, mit steigender Fluenz an. Obwohl die Intensitäten in beiden Strahlengängen aufgrund der hohen Reflexionsgrade der nur im Messstrahlengang verwendeten Spiegel bei niedrigen Fluenzen ähnlich sein sollte, fallen die maximalen Intensitäten der Strahlprofile des Messstrahlengangs bereits ab circa $H = 0,5 \text{ J}/\text{cm}^2$ deutlich höher aus (Abbildung 5.4 links unten),

als im gesamten Messbereich des Referenzstrahlengangs (Abbildung 5.4 rechts unten). Die oberen Darstellungen werden jeweils auf das Strahlengang interne Maximum der Intensität normiert, die unteren auf das globale Maximum beider Strahlengänge. Die Strahlprofile der beiden Strahlengänge unterscheiden sich nicht nur deutlich in der Form, sondern auch in der Intensität. Daher werden zunächst die Ergebnisse aus beiden Strahlengängen getrennt diskutiert, während im Anschluss ein direkter Vergleich, soweit möglich, erfolgt.

5.2 Referenzstrahlengang

Im Referenzstrahlengang wird bei der Darstellung über die gesamte Fluenz ein Strahlprofil mit kontinuierlich steigender Intensität erwartet, wobei die Intensität gaussförmig über das Strahlprofil verteilt ist, wie im Rohstrahl gegeben (Abbildung 5.5).

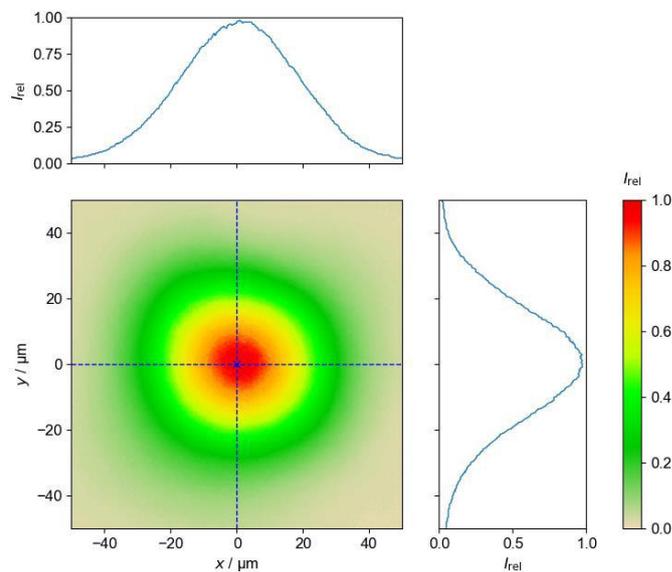


Abbildung 5.5: Räumliche Intensitätsverteilung des Pulses

Bei einer steigenden Fluenz sollte das Strahlprofil gleichmäßig breiter werden, da aufgrund der Filter bei Messungen niedriger Intensität die Randbereiche herausgefiltert werden, während sie bei hohen Intensitäten die Filter passieren können. In den Messungen wird ein stark von den Erwartungen abweichendes Strahlprofil beobachtet (Abbildung 5.6).

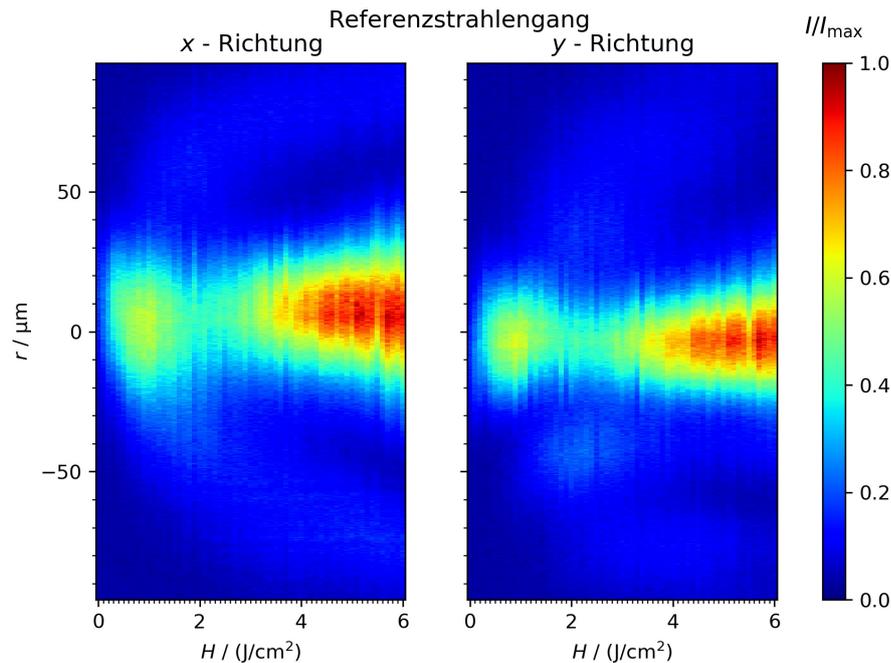


Abbildung 5.6: Messung Nummer 1 im Fluenzbereich von $0 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 6 \text{ J/cm}^2$ im Referenzstrahlengang in jeweils x - und y -Richtung

Im Fluenzbereich von $0 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 1 \text{ J/cm}^2$ kann ein Intensitätsanstieg entsprechend den Erwartungen vermutet werden. Im Fluenzbereich von $1 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 6 \text{ J/cm}^2$ werden in einer größeren Entfernung vom Mittelpunkt Intensitätsanteile gemessen, die sich mit steigender Fluenz ringförmig weiter vom Mittelpunkt entfernen. Im Fluenzbereich von $1 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 2,5 \text{ J/cm}^2$ sinkt die aufgenommene Intensität wieder, während sie im Anschluss daran im verbleibenden Fluenzbereich wieder ansteigt. In y -Richtung erscheint das Strahlprofil deutlich schmäler als in x -Richtung, was auf den im System verbleibenden Astigmatismus und Fehler im Auswertungsprogramm zurückgeführt werden kann. Im Strahlengang zur Referenz wird die Strahlung durch einen noch unbekanntem Einfluss stark variiert, wobei erst eine Schwellfluenz erreicht werden muss, um diese Effekte zu erzeugen. Da in anderen Experimenten (zum Beispiel [17]) mit der verwendeten Laserstrahlung keine solchen Veränderungen der Intensitätsverteilung der Strahlung detektiert wurden, wird davon ausgegangen, dass der sich vor der Fokussierung (vor dem Versuchsaufbau) befindende Strahlengang keinen Einfluss auf das Strahlprofil hat. In Messung Nummer 2 (Tabelle 4.6) wird ein Fluenzbereich von $0 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 1 \text{ J/cm}^2$ verwendet, in dem die Strahlung noch nicht stark verbreitert vorliegt. Jedoch kann hier bereits ab einer Fluenz von $H = 0,75 \text{ J/cm}^2$ eine beginnende Verbreiterung der aufgenommenen Intensität beobachtet werden (Abbildung 5.7).

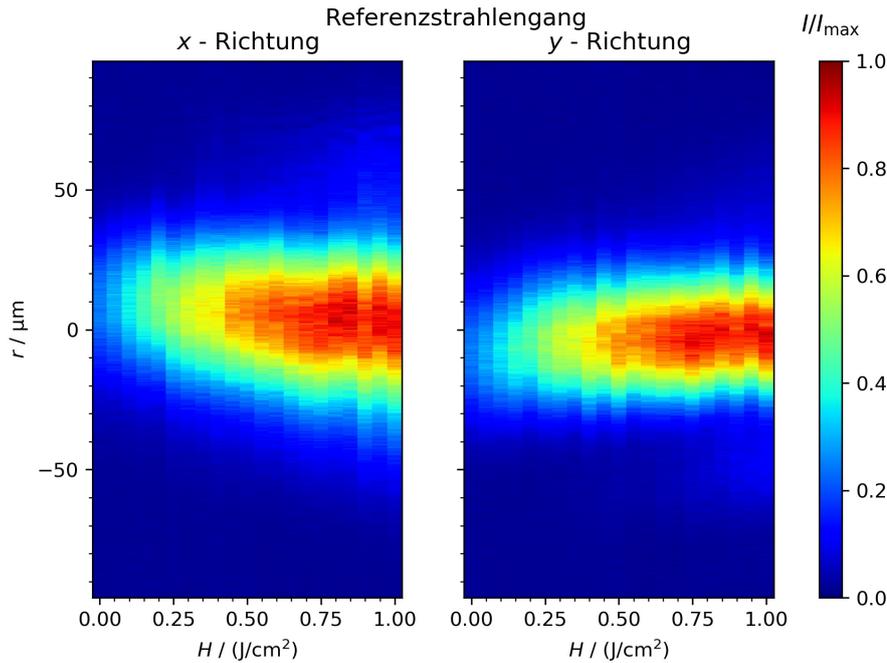


Abbildung 5.7: Messung Nummer 2 im Fluenzbereich von $0 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 1 \text{ J/cm}^2$ im Referenzstrahlengang in x - und y -Richtung

In diesem Bereich der Fluenz reicht die Intensität größtenteils nicht aus, dass stark von einer gaussverteilung abweichende Intensitätsprofile erzeugt werden. Im Messbereich von Messung Nummer 2 reicht die Intensität zur Erzeugung von nichtlinearen Effekten noch nicht aus, sodass keine signifikante Änderung des Strahlprofils beobachtet werden kann. Das Strahlprofil beginnt sich aber ab einer Fluenz von $H \approx 0,75 \text{ J/cm}^2$ übermäßig zu verbreitern, als im Falle von einer nur durch die Erhöhung der Pulsenergie bedingten Verbreiterung. Im Fluenzbereich von Messung Nummer 3 wird der Übergang in eine Zone mit deutlichen Veränderungen im Strahlprofil sichtbar. In diesem Bereich bleibt die Intensität der Strahlung trotz Erhöhung der Fluenz nahezu gleich, wobei sich die Intensitätsverteilung der Zone mit maximaler Intensität in der Mitte nicht weiter verbreitert (Abbildung 5.8).

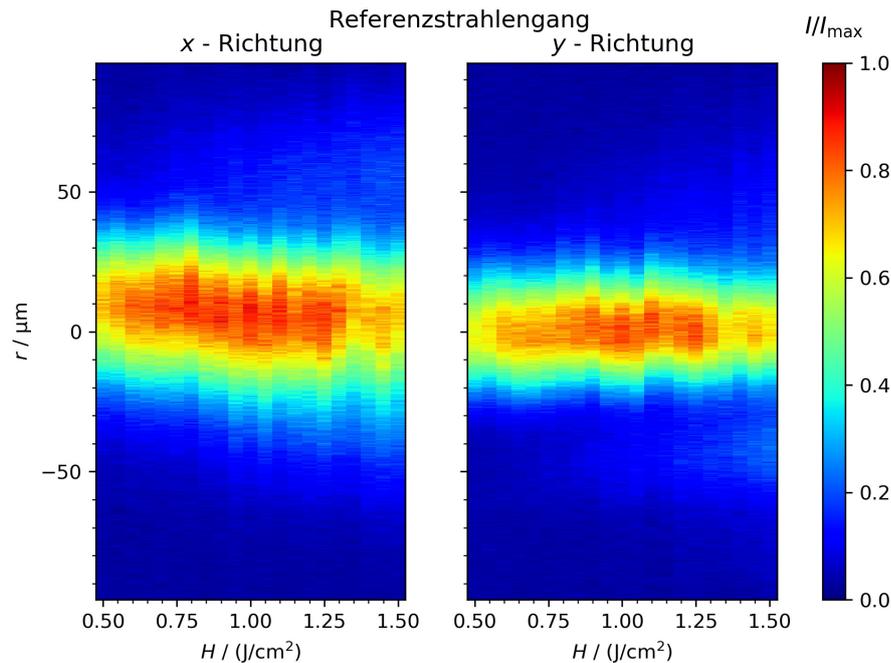


Abbildung 5.8: Messung Nummer 3 im Fluenzbereich von $0,5 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 1,5 \text{ J/cm}^2$ im Referenzstrahlengang in x - und y -Richtung

In Messbereich von Messung Nummer 3 (Tabelle 4.6) wird vermutet, dass der Anteil, der im Strahlengang absorbiert wird, dem, der durch die Erhöhung der Fluenz zusätzlich eingebrachten Intensität in etwa entspricht. Aufgrund der nichtlinearen Effekte kann jedoch nicht geschlussfolgert werden, dass die Intensität wirklich konstant bleibt. Die maximale Intensität verändert sich nicht signifikant, wobei sich das Strahlprofil abhängig von der Fluenz verändert. Der Durchmesser des Rings wird bei Erhöhung der Fluenz größer, während die Abmessungen der inneren Zone mit einer Intensität von $I \geq 0,4 \cdot I_{\max}$ nahezu konstant bleiben.

In Messung Nummer 4 (Tabelle 4.6) fällt die maximale Intensität in der Mitte der Strahlung deutlich ab, wobei sich weiterhin der Strahlquerschnitt der inneren Zone mit einer Intensität von $I \geq 0,4 \cdot I_{\max}$ ab einer Fluenz von $H \approx 1,4 \text{ J/cm}^2$ verringert. Auch hier erhöht sich die Intensität in den Randbereichen deutlich und der Durchmesser des Rings wird weiterhin größer (Abbildung 5.9). Dies deckt sich auch mit dem unter Abbildung 5.6 beobachtetem, breiter werdenden, äußeren Ring. Als Ursache für die Veränderungen der Intensitätsverteilung kann bei den Messungen Nummer 3 und 4 das Auftreten von nichtlinearen Effekten aufgeführt werden. Als Grenze für das Auftreten dieser Effekte kann im Referenzstrahlengang eine Fokusfluenz von circa $H \approx 0,75 \text{ J/cm}^2$ ermittelt werden.

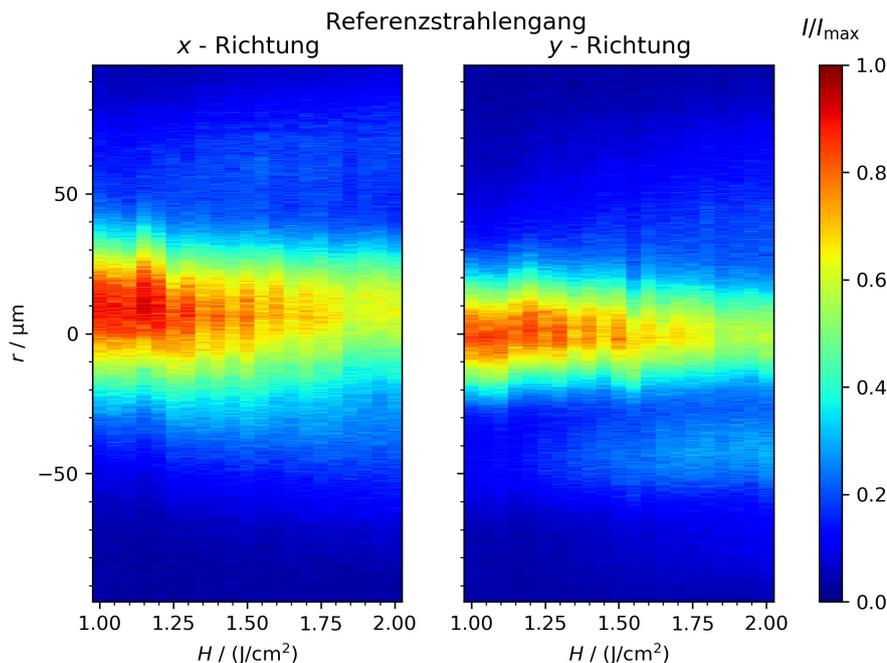


Abbildung 5.9: Messung Nummer 4 im Fluenzbereich von $1 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 2 \text{ J/cm}^2$ im Referenzstrahlengang in x- und y-Richtung

Zur Bestimmung der Position, an dem das Strahlprofil verändert wird, wird eine spektrale Vermessung der Strahlung an verschiedenen Positionen in Abhängigkeit der Intensität im Strahlengang durchgeführt. Im Fokus der Strahlung, welcher in dem Umgebungsmedium Luft entsteht, liegt die größte Strahlungsintensität vor. Daher wird vermutet, dass Einflüsse auf das Strahlprofil in dieser Zone entstehen. Aus der schematischen Abbildung der Strahlengänge in Abbildung 4.3 folgt, dass das Objektiv das Dielektrikum darstellt, welches von der Strahlung mit dem geringsten Strahldurchmesser (höchster Intensität) passiert wird. Anhand der Messungen ist eine Verbreiterung des Spektrums im Referenzstrahlengang erkennbar, welche durch nichtlineare Effekte hervorgerufen wird (Abbildung 5.10).

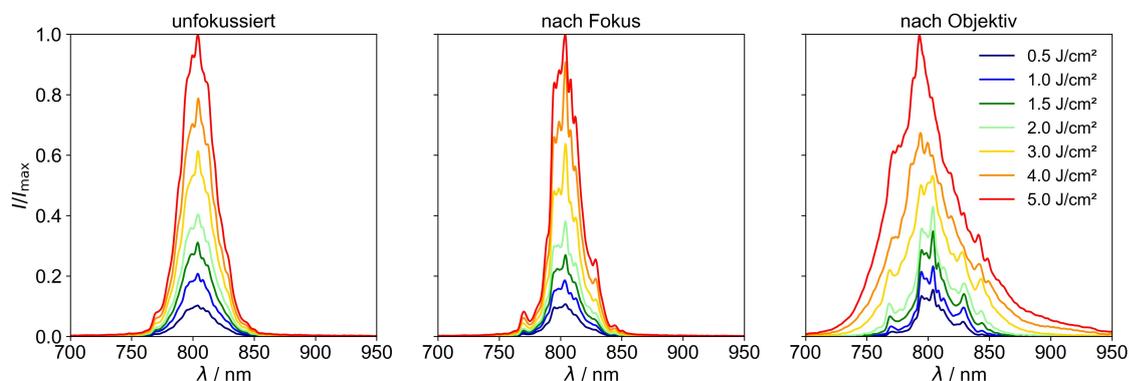


Abbildung 5.10: Gemessene Spektren der Strahlung hinter der Fokussierlinse, hinter der Fokussierung in Luft und hinter dem Objektiv

Das Ergebnis dieser Messung liefert eine deutliche Verbreiterung des Spektrums hinter dem Objektiv, wobei bereits nach der Fokussierung in Luft eine, im Vergleich zum Einfluss durch das Objektiv, kleine Änderung des Spektrums auftritt. Mit steigender Fluenz wird eine größer werdende Verbreiterung des Spektrums hinter dem Objektiv aufgenommen, die jedoch gleichmäßig um die Zentralwellenlänge stattfindet. Im Vergleich zur Fokussierlinse besitzt der Durchmesser der Strahlung auf dem Objektiv eine kleinere Ausdehnung, womit die Intensität dort deutlich größer ist. Das Verhältnis der Strahlradien beträgt $2,75 \text{ cm} / 0,92 \text{ cm} \approx 3$, sodass im Vergleich zur Fokussierlinse eine 9 - fache Strahlungsintensität im Objektiv vorliegt. Nichtlineare Effekte können daher im Objektiv stärker und in niedrigeren Fluenzbereichen als in der Fokussierlinse auftreten. Gleichzeitig wird die Strahlform in der Luft im Fokus, wo die Strahlung deutlich kleinere Abmessungen als im Objektiv besitzt, nicht so stark beeinflusst, wie im Objektiv. An dieser Stelle wird vermutet, dass ab einer definierten Intensität der Strahlung Selbstphasenmodulation auftritt. In den Bereichen höchster Intensität wird dabei im Dielektrikum ein intensitätsabhängiger Brechungsindex erzeugt, der neue Frequenzen im Strahlungspuls hervorruft.

Zur Unterstützung dieser Vermutung soll eine relative Verschiebung der Fokuslage zum Objektiv die spektrale Messung verifizieren, da diese im Gegensatz zu den Messungen Nummer 1 - 4 nicht mit Einzelpulsen, sondern im gepulsten Betriebsregime des Lasers mit einer Pulsfrequenz von $f_p = 1 \text{ kHz}$ durchgeführt wurde. Hierfür wird die Fokuslage durch Verstellen der Fokussierlinse relativ zum Objektiv bewegt, wobei Bilder im Fluenzbereich von $0,5 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 6 \text{ J/cm}^2$ aufgenommen werden. Dabei zeigt sich, dass sich die Intensität der Strahlung in einer größeren Entfernung der Fokuslage vom Objektiv so erhöht, wie bereits in den Erwartungen geäußert (Anhang Abbildung 5.11). Die Intensität steigt bei einer Erhöhung der Fluenz an, wobei sich auch der Durchmesser der Strahlung mit steigender Fluenz vergrößert. Für eine kleinere Entfernung der Fokuslage vom Objektiv und für eine Positionierung der Fokuslage im Brennpunkt des Objektivs, wird das Verhalten der Messungen Nummer 1 - 4 beobachtet. Bis zu einer Fluenz von (hier) $H = 1,5 \text{ J/cm}^2$ steigt die Intensität an und der Strahldurchmesser wird größer. Daraufhin nehmen bis zu einer Fluenz von $H \approx 3 \text{ J/cm}^2$ sowohl Intensität als auch Strahldurchmesser wieder ab. Bei einem dichter am Objektiv gelegenen Fokus erhöht sich die Fluenz auf dem Objektiv im Vergleich zur Positionierung in Brennweitenentfernung deutlich, sodass die nichtlinearen Einflüsse durch Selbstphasenmodulation stärker ausgeprägt vorliegen. Die entsprechenden Messdaten in y - Richtung werden im Anhang dargestellt (Abbildung C.5). Gleichzeitig wird bei einer größeren Entfernung der Fokuslage zum Objektiv der äußere Ring, der sich mit steigender Fluenz weiter vom Zentrum der Strahlung entfernt, besser ersichtlicher, als in der Entfernung der Brennweite oder kürzer. Der Strahldurchmesser auf dem Objektiv nimmt in diesem Fall zu, sodass die Intensität deutlich geringer wird. Dadurch werden die nichtlinearen Effekte des Objektivs zum großen Teil unterdrückt, sodass mehr Strahlung das Objektiv unverändert passieren kann. Daher kann der entstehende Ring teilweise auf Einflüsse durch die Fokussierung in Luft zurückgeführt werden. Dabei können die immer noch

stattfindenden nichtlinearen Effekte im Objektiv, die jedoch nichtmehr so stark auftreten, nicht vernachlässigt werden. Im Falle einer Annäherung der Fokusslage an das Objektiv ist der äußere Bereich nicht mehr so gut sichtbar und im Vergleich zur Fokusposition fällt auch die das Objektiv passierende Intensität deutlich geringer aus. Hierbei muss jedoch auch beachtet werden, dass aufgrund des Bandpassfilters vor der Kamera nur Strahlanteile mit einer Wellenlänge von $\lambda = (800 \pm 20)$ nm detektiert werden. Mit davon abweichenden Wellenlängen versehene Strahlanteile werden abgeblockt, wodurch die Intensität dieser Anteile wegfällt.

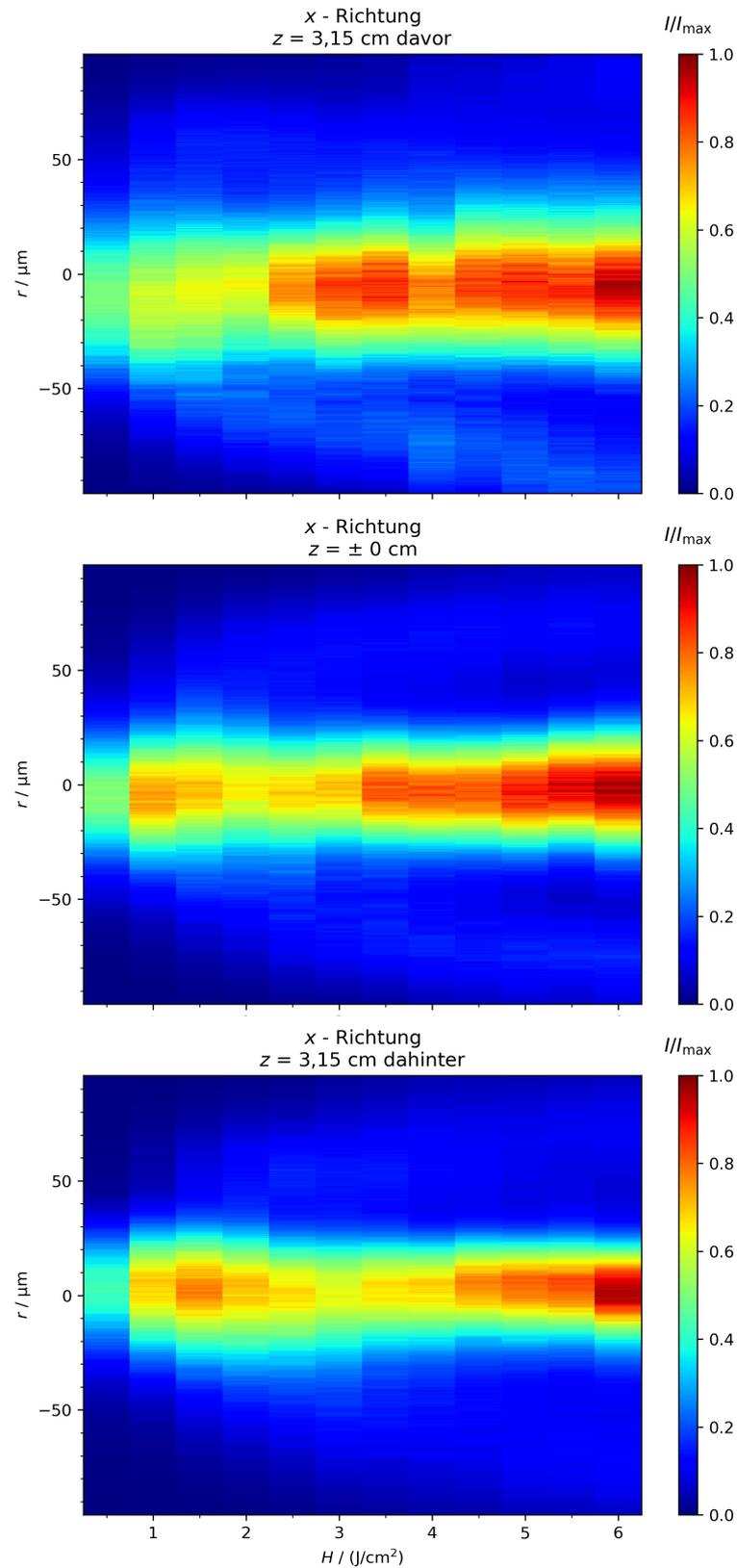


Abbildung 5.11: Variation der Fokusslage im Fluenzbereich von $0,5 \text{ J}/\text{cm}^2 \leq H \leq 6 \text{ J}/\text{cm}^2$ im Referenzstrahlengang in x - Richtung, 3,15 mm größere Entfernung zum Objektiv (davor), in Entfernung der Brennweite $\pm 0 \text{ cm}$ und 3,15 mm näher am Objektiv (dahinter)

5.3 Messstrahlengang

Im Messstrahlengang werden die Messungen Nummer 1 - 4 in gleicher Weise durchgeführt. Über den gesamten Fluenzbereich zeigt sich nahezu kein Einfluss von nichtlinearen Effekten (Abbildung 5.12).

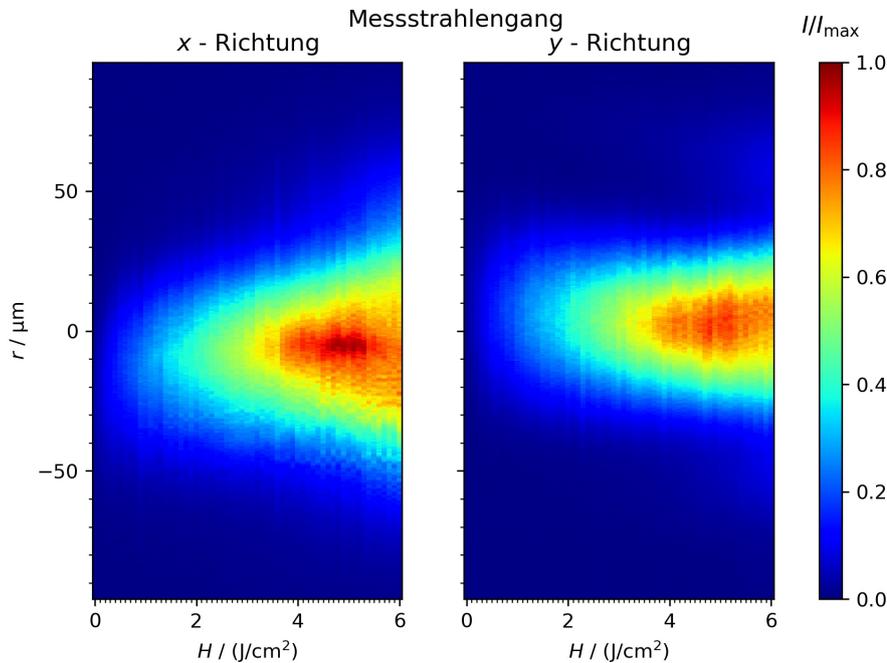


Abbildung 5.12: Messung Nummer 1 im Fluenzbereich von $0 \text{ J}/\text{cm}^2 \leq H \leq 6 \text{ J}/\text{cm}^2$ im Messstrahlengang in jeweils x - und y -Richtung

In diesem Fall existiert für einen großen Fluenzbereich keine Verbreiterung oder Abschwächung der Intensitätsverteilung. Mit steigender Fluenz steigt die Intensität und das Strahlprofil wird insgesamt breiter. Erst ab einer Fokusfluenz von $H \approx 5,3 \text{ J}/\text{cm}^2$ beginnt die Intensität in der Mitte der Strahlung zu sinken, während sich die Randbereiche stärker verbreitern. Prinzipiell wird durch die vier zusätzlichen Spiegel im Messstrahlengang (drei vor der Probe, einer danach), die als dielektrische Spiegel ausgelegt werden, nur sehr wenig der einfallenden Intensität verloren. Weiterhin werden diese bei einem Einfallswinkel von $\alpha = 45^\circ$ verwendet, wobei laut Herstellerdatenblatt der maximale Reflexionsgrad vorliegt. Gold besitzt bei niedrigen Fluenzen und der verwendeten Wellenlänge ebenfalls einen sehr hohen Reflexionsgrad. Die Unterschiede der Intensitäten zwischen beiden Strahlengängen sind somit vernachlässigbar, wie bereits in der Differenzbildung in Kapitel 4 gezeigt (Abbildung 4.9). Daher besitzt die Strahlung auf dem Objektiv annähernd die selbe Intensität im Mess-, wie im Referenzstrahlengang. Zusätzlich wird im Fluenzbereich der Messung 1 die Abtragschwelle von Gold deutlich überschritten, wobei im Bereich um $H \approx 1 \text{ J}/\text{cm}^2$ keine Veränderung im Strahlprofil ersichtlich wird. Daher sollen auch in diesem Strahlengang die Messungen Nummer 2 - 4 durchgeführt werden, da so der entsprechende Bereich um die Schwellfluenz genauer untersucht wird. In Messung Nummer 2 zeigt sich, dass die Strahlung von der Probe

ohne sichtbare Veränderung reflektiert wird (Abbildung 5.13).

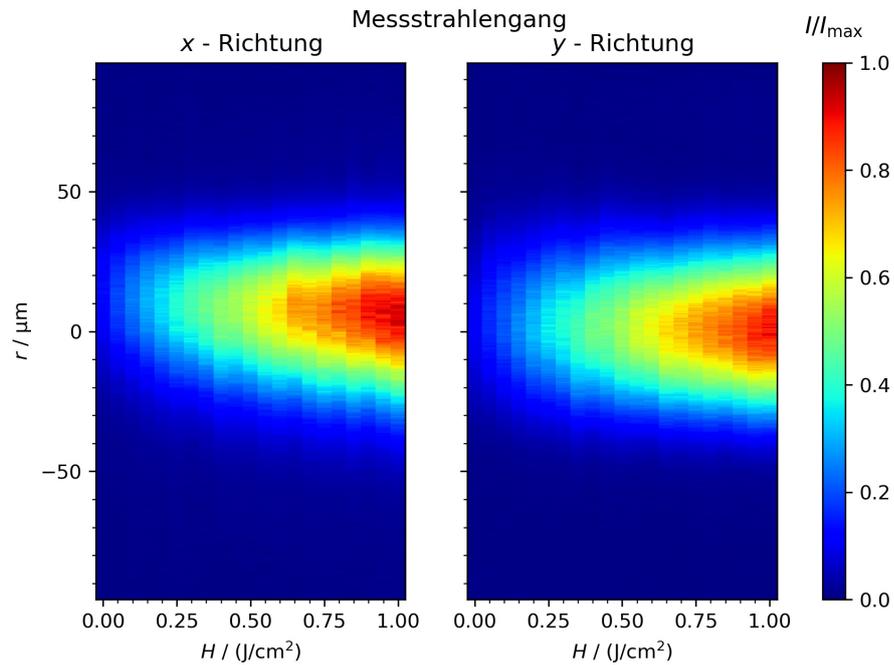


Abbildung 5.13: Messung Nummer 2 im Fluenzbereich von $0 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 1 \text{ J/cm}^2$ im Messstrahlengang in jeweils x - und y -Richtung

Im Fluenzbereich von Messung Nummer 3 zeigt das Strahlprofil, obwohl die Schwellfluenz von Gold überschritten wird, keine Veränderung (Abbildung 5.14).

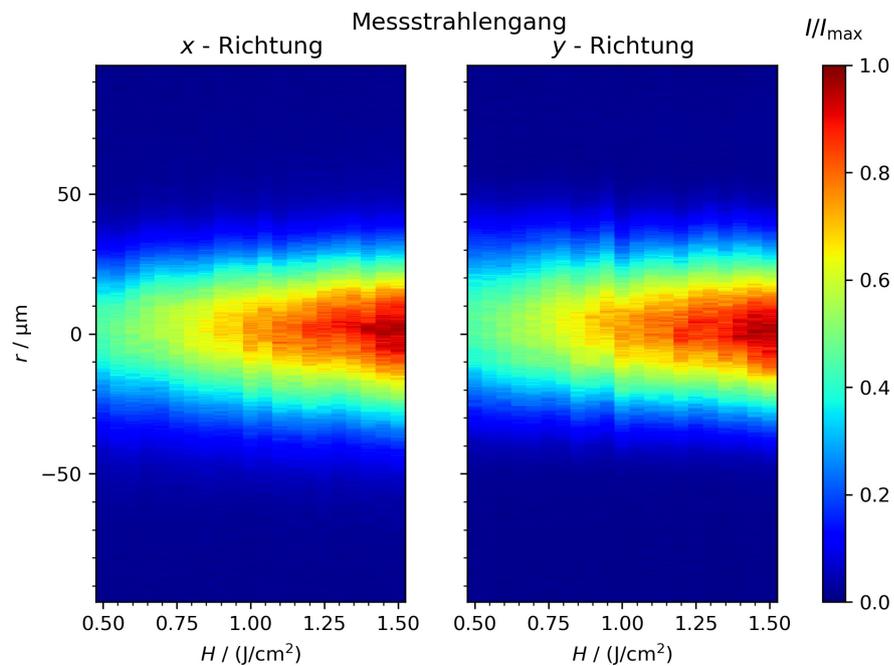


Abbildung 5.14: Messung Nummer 3 im Fluenzbereich von $0,5 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 1,5 \text{ J/cm}^2$ im Messtrahlengang in jeweils x - und y -Richtung

Die Pulsdauer der Strahlung fällt deutlich kürzer aus, als die Elektronen - Phononen Wechselwirkungszeit, sodass der Puls vollständig vom Material reflektiert wird, bevor eine Strukturveränderung auftritt. Daher werden auch die Strahlform und die Intensität nicht durch den Abtrag beeinflusst. Entsprechend den Messungen Nummer 2 und 3 wird in Messung Nummer 4 wieder ein ähnliches Verhalten der reflektierten Strahlanteile beobachtet (Abbildung 5.15).

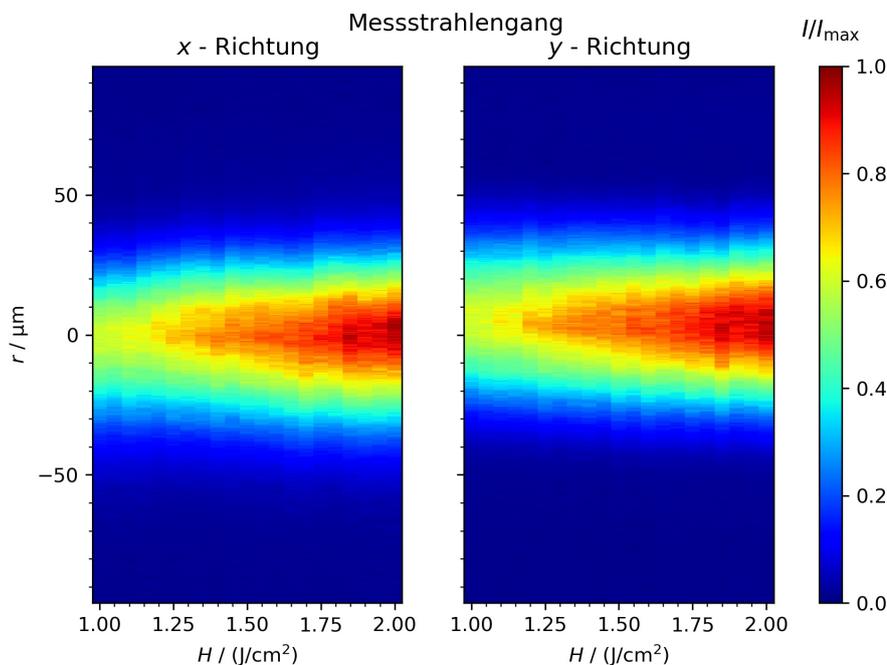


Abbildung 5.15: Messung Nummer 4 im Fluenzbereich von $1 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 2 \text{ J/cm}^2$ im Messstrahlengang in jeweils x - und y -Richtung

Die Intensität steigt mit steigender Fluenz an, das Strahlprofil verbreitert sich aufgrund der höheren Intensität nur wenig. Die Strahldurchmesser auf dem Objektiv sind im Referenz - und Messstrahlengang vergleichbar, sodass auch hier die Intensität ausreichen sollte, nichtlineare Effekte zu erzeugen. Daher soll der Einfluss des Probenmaterials auf die Strahlung betrachtet werden, indem die selben Bedingungen aus Messung Nummer 1 vergleichsweise mit einer Silizium - Probe (bulk) durchgeführt werden (Messung Nummer 1: $0 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 6 \text{ J/cm}^2$, zusätzliche Filter mit OD 0,2 und OD 1). Silizium besitzt bei einer Wellenlänge von $\lambda = 800 \text{ nm}$ einen Reflexionsgrad von $R = 0,33$ [27], sodass der reflektierte Anteil eine deutlich geringere Intensität besitzen sollte. Bei dieser Messung soll das Ergebnis mit dem der Goldprobe und dem des Referenzstrahlengang verglichen werden, sodass eine Darstellung gewählt wird, bei der die maximalen Intensitäten der Strahlung über die Fluenz aufgezeigt werden (Abbildung 5.16). Die Kurve des Referenzstrahlengangs verläuft stark abgeflacht, da im Objektiv und zu geringen Teilen im Fokus in der Luft, wie gezeigt, nichtlineare Effekte auftreten, welche die Intensität der Strahlung auf der Kamera abschwächen. Im Fluenzbereich von $0 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 1 \text{ J/cm}^2$ wird bei Silizium eine geringere Intensität als bei Gold gemessen. Dies entspricht in etwa den Erwartungen, wobei ein größerer Unterschied aufgrund

der, bei Raumtemperatur unterschiedlichen, Reflexionsgrade erwartet wurde. Die Fluenz von $H = 1 \text{ J/cm}^2$ entspricht in etwa einer Intensität von $I = 2,8 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$, sodass der Reflexionsgrad von Gold weiter ansteigen sollte (Abbildung 2.5). Die Kurve sollte daher eher einen exponentiellen Anstieg aufweisen, da sich sowohl die Intensität der Strahlung, als auch der Reflexionsgrad erhöht. Bei Fluenzen $H \geq 1 \text{ J/cm}^2$ sind die Kurvenverläufe ähnlich, wobei für hohe Fluenzen von $H \geq 4,5 \text{ J/cm}^2$ die Steigung beider Kurven abnimmt. Bei Gold besitzt die Kurve ab einer Fluenz von $H = 5 \text{ J/cm}^2$ einen negativen Anstieg, was einer Intensität von $I = 1,4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ entspricht. Das bedeutet, dass, obwohl die Intensität durch Erhöhung der Strahlungsenergie ansteigt, der Reflexionsgrad der Probe sinkt.

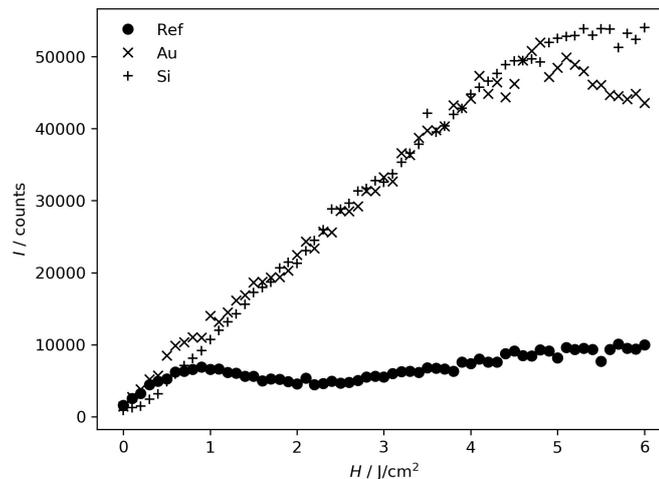


Abbildung 5.16: Maximale Intensität der reflektierten Strahlung im Bereich von $0 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 6 \text{ J/cm}^2$ bei den Probenmaterialien Gold (Au) und Silizium (Si) und aus dem Referenzstrahlengang (Ref), zusätzliche Filter mit OD 0,2 + OD 1

Jeder Punkt entspricht hierbei dem maximalen Intensitätswert eines Bildes in Abhängigkeit von der jeweilig verwendeten Fluenz. Im Silizium liegen bei Raumtemperatur nur wenige freie Elektronen im Leitungsband vor und weitere Elektronen müssen erst aus dem Valenzband herausgelöst werden. Aufgrund der Erhöhung der Anzahl der freien Elektronen verändert sich der Reflexionsgrad und sobald die kritische Elektronenzahl überschritten wurde, tritt Totalreflexion auf [28]. Die Strahlung wird somit zum Großteil reflektiert. Daher wird fast die gesamte Intensität reflektiert, wie das im Falle der Goldprobe vorliegt.

Da im Messstrahlengang sowohl bei Gold als auch bei Silizium keine nichtlinearen Effekte im Objektiv auftreten, soll untersucht werden, ob die vorliegende Intensität durch die Probe verringert wird, indem die Pulsdauer durch die Wechselwirkung mit dem Material verlängert wird. Dazu soll die Fokusslage zur Probenoberfläche verschoben werden, wobei die Entfernung zwischen Fokusslage und Objektiv nur vergrößert werden soll. Für eine kleinere Entfernung zwischen Objektiv und Fokusslage steigt die Intensität auf dem Objektiv aufgrund des kleineren Strahldurchmessers an, sodass nichtlineare Effekte stärker auftreten könnten. Bei einer größeren Entfernung wird die Intensität auf

der Probenoberfläche geringer, sodass erwartet wird, dass die Pulsdauerverlängerung, sofern vorhanden, geringer wird. Für eine geringere Pulsdauervergrößerung steigt die Intensität des Pulses im Objektiv wieder an. Daher sollte sich bei einer Verschiebung der Fokusslage die aufgenommene Intensität in einem gewissen Bereich nicht verändern. Für den Fall einer sehr weit entfernten Fokusslage sinkt die Intensität wiederum, da das optische Prinzip des konfokalen Systems dann nichtmehr den Fokus abbildet. Für die Messung wird eine Fluenz von $H = 3,5 \text{ J/cm}^2$ verwendet, da in diesem Bereich der Kurvenverlauf von Gold aus Abbildung 5.16 noch linear ansteigt. Die Fokusslage wird dabei in zehn Schritten mit einer Schrittweite von $\Delta z = 1,05 \text{ mm}$ variiert (Abbildung 5.17).

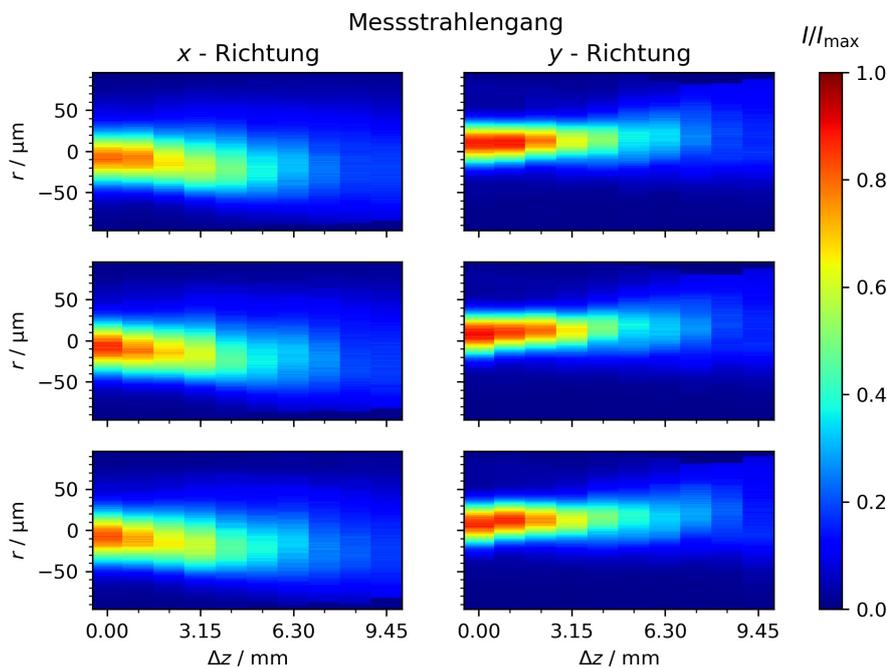


Abbildung 5.17: Messungen bei Verschieben der Fokusslage relativ zum Objektiv im Messstrahlengang mit einer Schrittweite von $\Delta z = 1,05 \text{ mm}$ und 10 Schritten bei einer Fluenz von $H = 3,5 \text{ J/cm}^2$

Hierbei wird ein starkes Wandern des Strahlung beobachtet, die auf zwei Gegebenheiten schließen lässt: Erstens kann die Messstrecke nicht ideal eingerichtet sein, wenn beim Verschieben der Fokusslage die Strahlung wandert. Zweitens bestehen Fehler in dem Auswertungsprogramm, wenn die verschobenen Strahlprofile nicht auf die Mitte ausgerichtet werden, sodass in diesen zwei Fällen noch Verbesserungsbedarf besteht. Trotzdem nimmt die Intensität mit größer werdender Entfernung zwischen Fokusslage und Objektiv deutlich ab, ohne in einem größeren Bereich konstant zu bleiben. Daher wird davon ausgegangen, dass die Pulsdauer durch die Probenoberfläche nicht verändert wird. Durch die Fokussierung wird der Radius der Strahlung innerhalb einer Strecke von $f = 300 \text{ mm}$ von $w = 2,75 \text{ mm}$ auf $w_0 = 39,8 \mu\text{m}$ verringert, sodass ein Öffnungswinkel von $\Theta = \arctan[(w - w_0)/(f)] \approx 0,51^\circ$ angenommen werden kann. Mittels diesem Winkel kann der Strahlradius bei einer Verschiebung um $\Delta z = 1,05 \text{ mm}$ näher-

rungsweise zu $w = \tan(\Theta) \cdot \Delta z + w_0 = 49,1 \mu\text{m}$ berechnet werden. Damit würde sich die Intensität auf der Probe von $I_{w_0} = 1 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ auf circa $I_w = 6,6 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ verringern.

Die Fluenz in der Gegenstandsebene des Objektivs hängt von dem aus der Verschiebung der z - Position veränderten Strahlradius ab und kann mithilfe der Strahlkaustik errechnet werden. Die daraus resultierenden Kurven verlaufen indirekt proportional, da mit steigendem Radius die Fluenz quadratisch sinkt (Abbildung 5.18). Aus Abbildung 5.17 wird der maximale Wert der Intensität in der Mitte jedes Streifens nun auf die Fluenz von $H = 3,5 \text{ J/cm}^2$ normiert, damit der Verlauf der Intensität mit dem Fluenzverlauf aufgrund der Fokusverschiebung verglichen werden kann. Die Verläufe von normierter Intensität und Fluenz stimmen überein, sodass die Intensität in der Gegenstandsebene sich proportional zur Intensität in der Abbildungsebene verhält (Abbildung 5.18 links). Gleichzeitig werden die Fluenz und der Radius der Strahlung auf dem Objektiv berechnet und mit dem Wert der Schwellfluenz, ab dem nichtlineare Effekte auftreten, dargestellt (Abbildung 5.18 rechts).

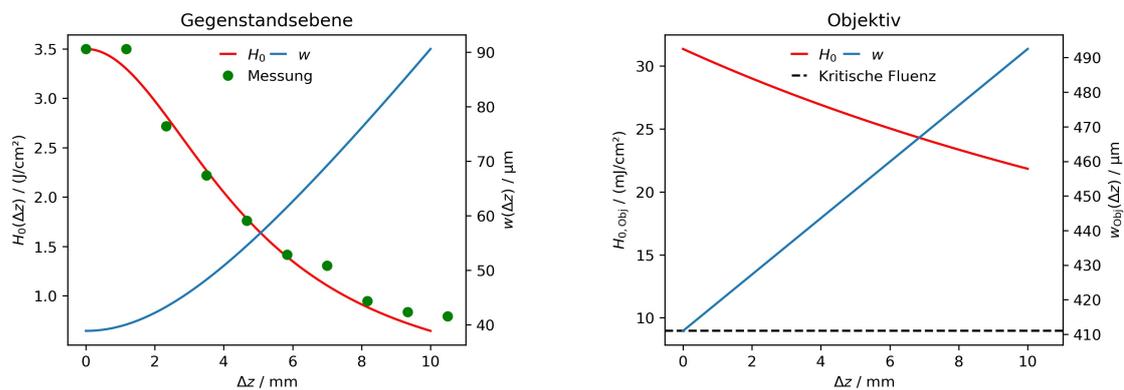


Abbildung 5.18: Links: Fluenz (rot) und Strahlradius (blau) in der Gegenstandsebene des Objektivs in Abhängigkeit der z - Position mit den gemessenen normierten maximalen Intensitätswerten, *rechts*: Fluenz (rot) und Strahlradius (blau) auf dem Objektivs in Abhängigkeit der z - Position mit kritischer Fluenz zur Erzeugung nichtlinearer Effekte

Aufgrund der direkten Vergleichbarkeit zwischen Intensität und Fluenz kann nicht davon ausgegangen werden, dass durch die Probe eine Verlängerung der Pulsdauer vorliegt. Weiterhin fallen alle Fluenzen in der Objektivposition größer als die kritischen Fluenz aus, ab der nichtlineare Effekte auftreten. Daher kann zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht erklärt werden, weshalb im Messstrahlengang keine sichtbaren nichtlinearen Effekte auftreten.

5.4 Vergleich beider Strahlengänge

Beim direkten Gegenüberstellen beider Strahlengänge fällt über den gesamten Fluenzbereich von Messung 1 auf, dass die Intensität im Referenzstrahlengang deutlich geringer ausfällt, als im Messstrahlengang. Für ein sich dabei nicht veränderndes Strahlprofil könnte die Intensität normiert werden, sodass Unterschiede in der Form ausgewertet werden könnten. Aber auch dieses Profil wird durch die nichtlinearen Effekte im Referenzstrahlengang beeinflusst, sodass kein direkter Vergleich der Strahlengänge durchgeführt werden kann (Abbildung 5.19).

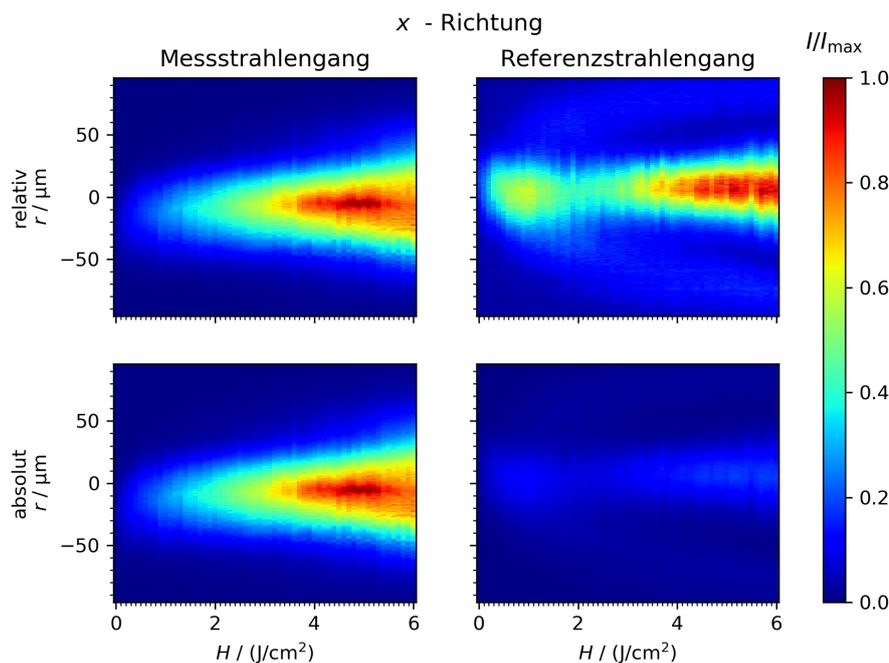


Abbildung 5.19: Absolute und relative Darstellung von Messung Nummer 1 im Mess- und Referenzstrahlengang, auf das interne Maximum der Intensität der jeweiligen Strahlengänge (oben) und auf das globale Maximum beider Strahlengänge (unten) normiert, x -Richtung

In diesem Fall wird für die Darstellung die x -Richtung gewählt, wobei sich die y -Richtung im Anhang befindet (Anhang Abbildungen C.12 - C.15). Dabei scheint in einem sehr geringen Fluenzbereich der Unterschied zwischen beiden Strahlengängen noch nicht sehr groß zu sein, sodass im Fluenzbereich von Messung Nummer 2 eine Vergleichbarkeit beider Strahlengänge vermutet werden kann. In der relativen Darstellung wird deutlich, dass sich das Strahlprofil des Referenzstrahlengangs noch nicht stark verändert hat, obwohl die Intensität hier bereits deutlich niedriger ausfällt als im Messstrahlengang (Abbildung 5.20). Eigentlich müsste die Intensität hier höher vorliegen, da die Strahlung hinter der Fokussierlinse bis zum Objektiv ohne Spiegelung nur durch Luft propagiert und die Schwellfluenz zur Erzeugung nichtlinearer Effekte größtenteils noch nicht überschritten wird. Das aufgenommene Strahlprofil der Referenz wird daher nicht als für den Strahlengang repräsentativ angesehen und somit werden keine Differenzbil-

dungen aus Referenz - und Messstrahlengang angefertigt. Da die Messungen Nummer 3 und 4 bereits diskutiert wurden, werden die entsprechenden Gegenüberstellungen im Anhang unter Abbildungen C.10 und C.11 gegeben.

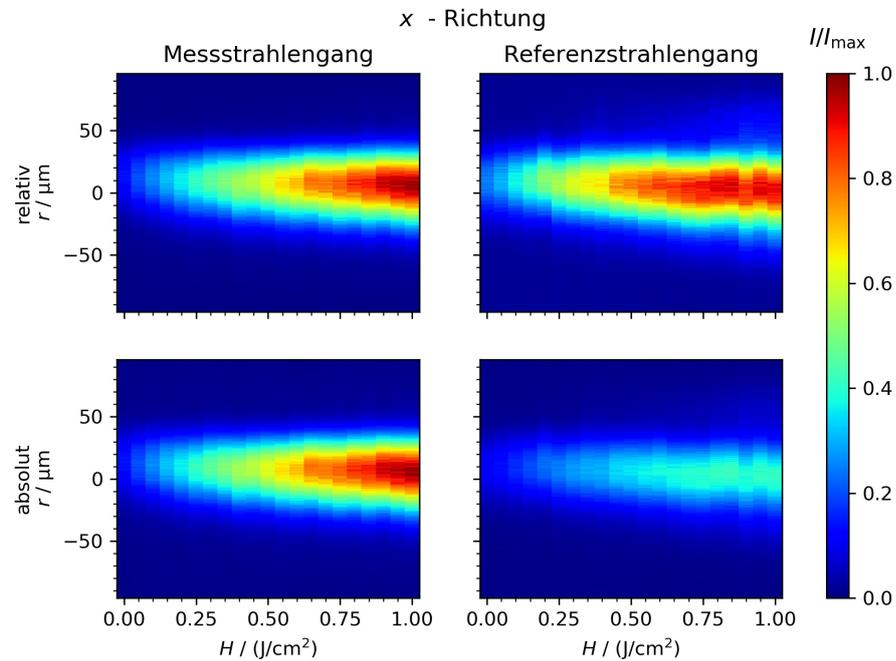


Abbildung 5.20: Absolute und relative Darstellung von Messung Nummer 2 im Mess - und Referenzstrahlengang, auf das interne Maximum der Intensität der jeweiligen Strahlengänge (oben) und auf das globale Maximum beider Strahlengänge (unten) normiert, x - Richtung

Der Strahlungsradius im Fokus und auf dem Objektiv kann in Abhängigkeit der Brennweite der Fokussierlinse berechnet werden (Abbildung 5.21).

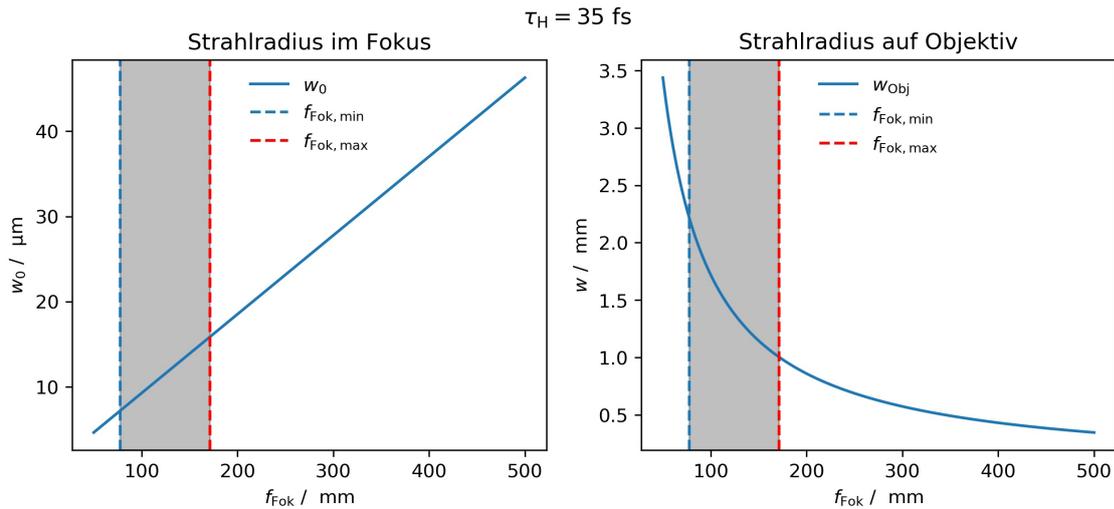


Abbildung 5.21: $\tau_H = 35 \text{ fs}$, links: Strahlradius im Fokus in Abhängigkeit der Brennweite der Fokussierlinse, rechts: Strahlradius auf dem Objektiv in Abhängigkeit der Brennweite der Fokussierlinse, minimal mögliche Brennweite (blau gestrichelt), maximal mögliche Brennweite (rot gestrichelt) und möglicher Brennweitenbereich (grau)

Die Brennweite des Objektivs bleibt dabei konstant, sodass die Entfernung zwischen Objektiv und Fokussierlinse entsprechend der Brennweite der Fokussierlinse angepasst werden muss. Mit einer größeren Brennweite der Fokussierlinse folgt ein geringerer Strahlradius und somit eine höhere Fluenz auf dem Objektiv. Die Auflösung darf dabei nicht zu klein werden, da sonst keine interpretierbare Abbildung entsteht. In diesem Fall wäre die Brennweite der Fokussierlinse zu kurz, da der Fokusradius kleiner als die Auflösungsgrenze des konfokalen Systems wird. Für die Brennweite der Fokussierlinse existiert aufgrund der Fluenzerrhöhung auf dem Objektiv bei längeren Brennweiten auch eine Obergrenze, die in diesem Fall der Schwellfluenz von Glas mit $H_{\text{thr}} = 6 \text{ J/cm}^2$ entspricht. Bei einer Variation der Pulsdauer kann so der mögliche verwendbare Bereich an Brennweiten der Fokussierlinse dargestellt werden. Für eine Pulsdauer von $\tau_H = 35 \text{ fs}$ fällt der Bereich sehr klein aus. Für eine Pulsdauer von $\tau_H = 200 \text{ fs}$ und $\tau_H = 500 \text{ fs}$ verbreitert sich der Bereich der möglichen Fokussierlinsenbrennweiten (Abbildung 5.22). Da der Messaufbau in der aktuellen Version zwei Strahlengänge beinhaltet, wird aufgrund der Anordnung der optischen Elemente eine Brennweite der Fokussierlinse von mindestens $f = 300 \text{ mm}$ benötigt. Soll der Messaufbau dabei nicht verändert werden, so muss die Pulsdauer verlängert werden, damit die Fluenz auf dem Objektiv sinkt. Sollen Untersuchungen angefertigt werden, die im Bereich der momentan verwendeten Pulsdauer von $\tau_H = 35 \text{ fs}$ liegen, so muss der Aufbau entsprechend angepasst werden.

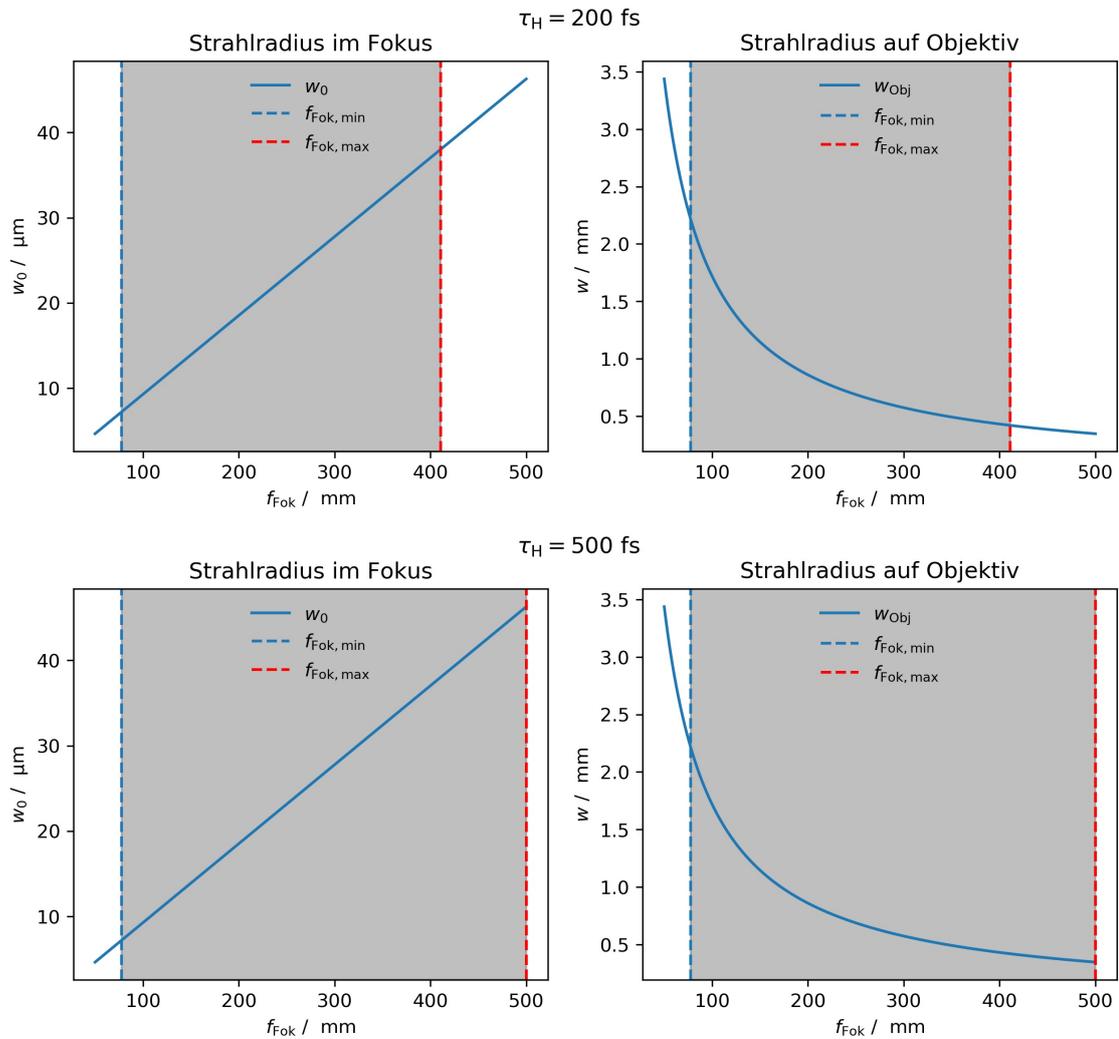


Abbildung 5.22: Oben: $\tau_H = 200$ fs, unten: $\tau_H = 500$ fs, links: Strahlradius im Fokus in Abhängigkeit der Brennweite der Fokussierlinse, rechts: Strahlradius auf dem Objektiv in Abhängigkeit der Brennweite der Fokussierlinse, minimal mögliche Brennweite (blau gestrichelt), maximal mögliche Brennweite (rot gestrichelt) und möglicher Brennweitenbereich (grau)

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde der bereits in Voruntersuchungen [24] errichtete optische Aufbau zur Messung der Selbstreflektometrie optimiert. Anschließend wurden in den Strahlengängen, Referenz - und Messstrahlengang, Messungen mit der Fokusslage in Luft und auf dem Probenmaterial Gold durchgeführt, die orts aufgelöst in x - und y - Richtung abgebildet und dargestellt wurden. Die Intensitätsverteilung der Strahlung im Referenzstrahlengang wich stark von einer Gaussform ab, da aufgrund von nichtlinearen Effekten im Objektiv die Strahlung stark abgeschwächt und das Spektrum verändert wurde. Dabei zeigte sich bei der Messung mit Einzelpulsen über den gesamten Fluenzbereich ein mit steigender Fluenz nach außen wachsender Ring. Das im Vorfeld erdachte Messprinzip der Differenzbildung aus Referenz - und Messstrahlengang konnte daher nicht durchgeführt werden, da das stark veränderte Strahlprofil nur im Strahlengang der Referenz auftrat. Bei Untersuchungen zu diesem Einfluss stellte sich heraus, dass hauptsächlich im Objektivmaterial ein Auftreten von nichtlinearen Effekten, hier vermutlich Selbstphasenmodulation, zu einer Verbreiterung des Spektrums und einer Veränderung des Strahlprofils führte. Zu einem kleineren Anteil trug auch die Fokussierung in Luft zu einer Verbreiterung des Spektrums bei, jedoch fiel dieser Anteil im Vergleich zum Objektiv einfluss nur sehr gering aus. An dieser Stelle kann ein größerer Strahldurchmesser auf dem Objektiv dazu beitragen, dass durch die geringere Intensität der Einfluss der Nichtlinearität minimiert wird. Falls sich der Einfluss der Luft hierbei als störend herausstellt, kann die Bearbeitungszone (ab der Fokussierlinse bis zum Objektiv) in einer Vakuumkammer positioniert werden, was aber aufgrund der nur geringen Verbreiterung des Spektrums eventuell nur eine geringe Verbesserung bewirkt. Andernfalls muss die Pulsdauer erhöht werden, damit die Intensität allgemein sinkt. Ein größerer Strahldurchmesser kann durch die Verwendung eines Objektivs mit größerer Brennweite oder einer Fokussierlinse mit geringerer Brennweite erzielt werden, da sich im ersten Fall der Abstand zwischen Fokusposition und Objektiv entsprechend verlängert und im zweiten Fall die stärkere Fokussierung einen größeren Divergenzwinkel bewirkt. Um im ersten Fall eine konstante Vergrößerung beizubehalten, kann die Brennweite der Tubuslinse angepasst werden, sodass beispielsweise ein System aus Objektiv mit einer Brennweite von $f = 100 \text{ mm}$ und Tubuslinse mit einer Brennweite von $f = 2 \text{ m}$ möglich wird. Hierdurch sinkt jedoch die numerische Apertur, wobei dieser Umstand für das Strahlprofil nur dann kritisch wird, wenn dadurch die Änderungen im Strahlprofil nicht sichtbar werden.

Im Messstrahlengang wurde hauptsächlich das Probenmaterial Gold und zu Vergleichszwecken auch Silizium untersucht. Dabei zeigte sich bei Gold ein Verlauf der Intensität bei steigender Fluenz, der im Vorfeld vom Referenzstrahlengang erwartet wurde. Die Intensität stieg nahezu linear bis zu einer Fluenz von $H = 4,5 \text{ J/cm}^2$ an. Danach nahm die Steigung bis in den negativen Bereich ab. Beim Vergleich mit Silizium ergab sich, trotz des stark unterschiedlichen Reflexionsgrads bei Raumtemperatur, ein nahe-

zu gleicher Verlauf wie bei Gold. Als Begründung wurde hierfür die Wechselwirkung der Strahlung mit ausschließlich dem Elektronensystem vermutet, welches sich bei Silizium aufgrund der sehr schnellen Erzeugung von freien Elektronen und dem daraus resultierendem Auftreten von Totalreflexion anscheinend ähnlich verhält. Für Klarheit können hier Untersuchungen mit weiteren Probenmaterialien sorgen. Falls auch bei diesen ein ähnlicher Verlauf beobachtet wird, kann davon ausgegangen werden, dass sich innerhalb der kurzen Pulsdauer das Elektronensystem der jeweiligen Materialien vergleichbar verhält. Weiterhin wurde untersucht, ob die Wechselwirkung der Strahlung mit dem Probenmaterial die Pulsdauer der Strahlung verändert. In diesem Fall wurde vermutet, dass eine Änderung der Pulsdauer nicht vorlag. Genauere Untersuchungen, die auf die Bestimmung der Pulsdauer spezialisiert sind, können hier genauere und besser interpretierbare Ergebnisse liefern.

In jedem Fall muss das zur Auswertung verwendete Programm überarbeitet werden, damit die Strahlprofile richtig ausgeschnitten und ausgerichtet werden. Zuletzt wird empfohlen, dass Freiheitsgrade der einzelnen Bauteile der Messstrecke eingeschränkt werden, damit diese besser aufeinander ausgerichtet werden können. Eine Positionierung in einem Cage - System würde zur Fixierung der Elemente bezüglich der Höhe über dem zugrundeliegendem Breadboard beitragen, womit der Einfluss einer fehlerhaften Justage ausgeschlossen (beziehungsweise weiter minimiert) werden kann. In weiteren Arbeiten werden diese Vorschläge umgesetzt, sodass weitere aussagekräftige Messungen durchgeführt und Simulationen besser fundiert werden können.

Anhang A:

Zur Berechnung der Intensität wird die Pulsspitzenleistung P_{\max} benötigt, die über

$$P_{\max} = \frac{E_p}{\tau_H} \quad (\text{A.1})$$

mit der Pulsenergie E_p und der Pulsdauer τ_H berechnet wird. Mit dieser kann für Strahlung mit gaussförmiger Intensitätsverteilung die Intensität über

$$I = \frac{2 \cdot P_{\max}}{\pi \cdot w_0^2} \quad (\text{A.2})$$

mit dem Strahlradius w_0 berechnet werden. Hier soll für realistische Werte eine Vergleichsrechnung durchgeführt werden, die den Einfluss einer nur sehr gering veränderten Pulsdauer darstellt. Die Pulsenergie wird mit $E_p = 50 \mu\text{J}$, der Fokusradius entsprechend dem in dieser Arbeit bestimmten Wert mit $w_0 = 39,81 \mu\text{m}$ und zwei verschiedene Pulsdauern mit $\tau_{H,1} = 35 \text{ fs}$ und $\tau_{H,2} = 100 \text{ fs}$ angenommen. Damit ergibt sich bereits eine Abweichung der Intensität im Bereich einer Zehnerpotenz, was für Simulationen einen erheblichen Unterschied bedeutet, vergleiche Tabelle A.1.

Tabelle A.1: Pulsspitzenleistung und Intensität in der Beispielrechnung

Rechnung	1	2
P_{\max} / GW	2,86	1,00
$I / (\text{TW}/\text{cm}^2)$	114,77	40,17

Anhang B:

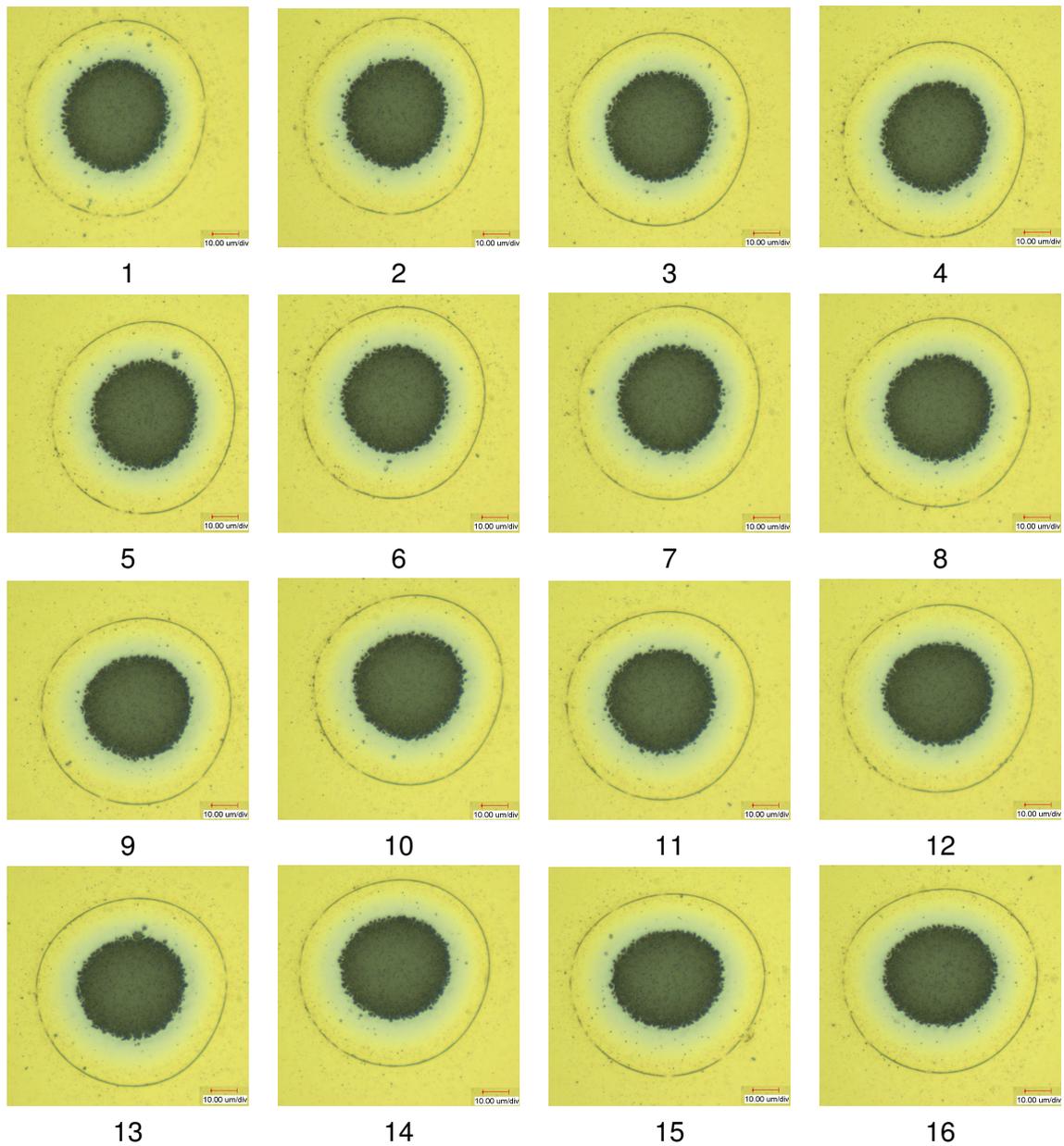


Abbildung B.1: Abtragsprofile aus der Fokussuche, in Bild 5 befindet sich der Fokus auf der Probenoberfläche

Anhang C:

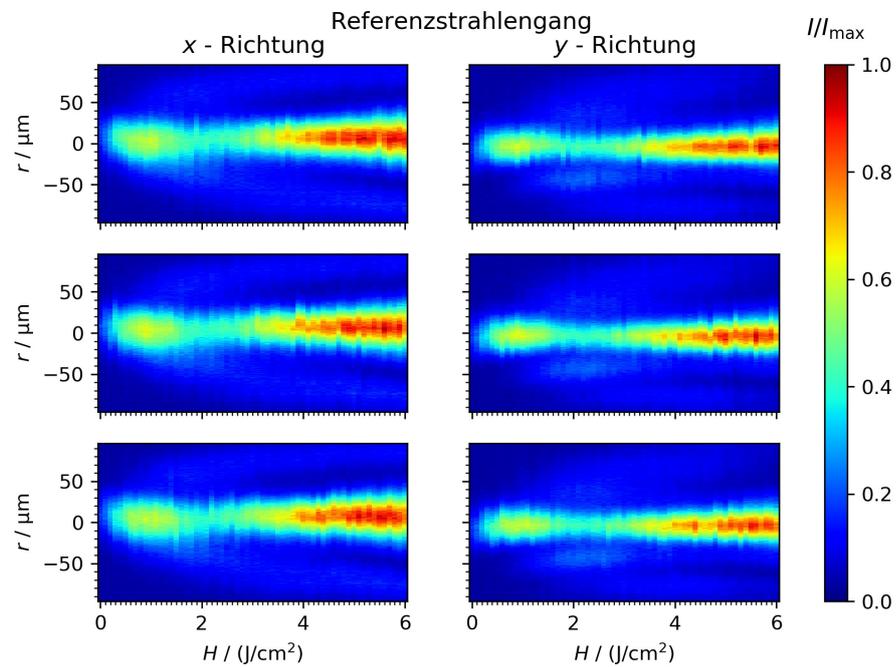


Abbildung C.1: Messung Nummer 1 im Fluenzbereich von $0 \text{ J}/\text{cm}^2 \leq H \leq 6 \text{ J}/\text{cm}^2$ im Referenzstrahlengang in x- und y - Richtung

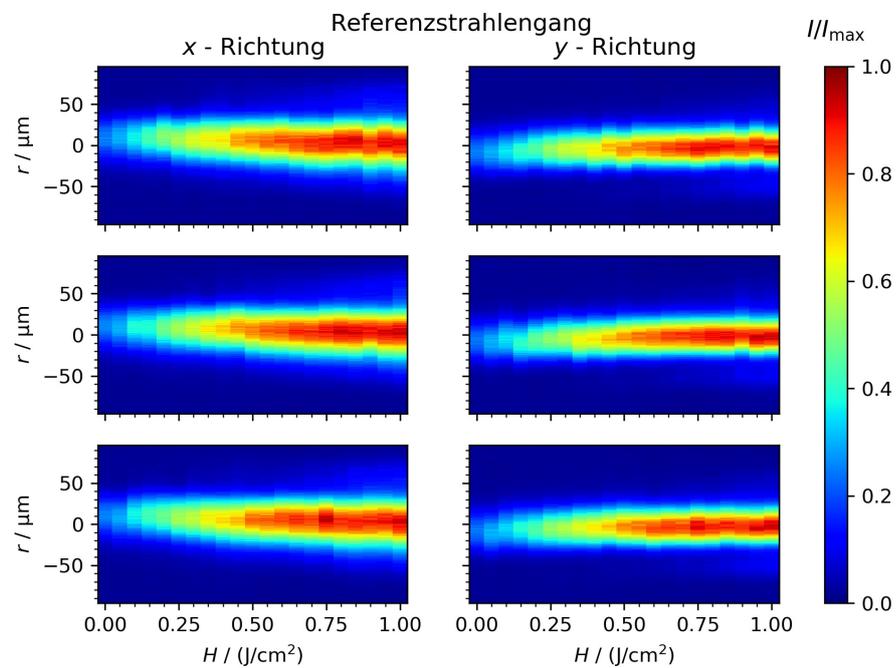


Abbildung C.2: Messung Nummer 2 im Fluenzbereich von $0 \text{ J}/\text{cm}^2 \leq H \leq 1 \text{ J}/\text{cm}^2$ im Referenzstrahlengang in x- und y - Richtung

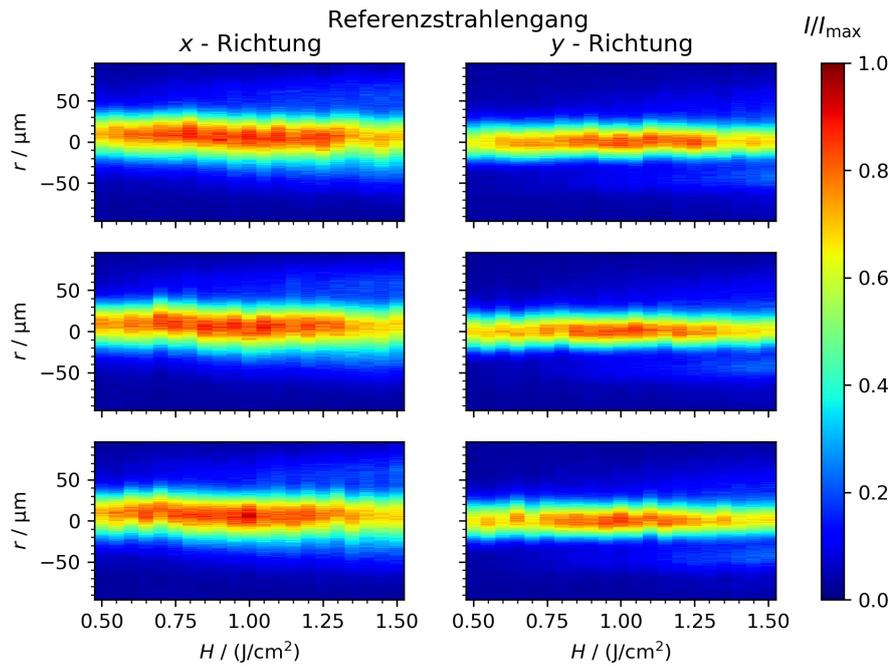


Abbildung C.3: Messung Nummer 3 im Fluenzbereich von $0,5 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 1,5 \text{ J/cm}^2$ im Referenzstrahlengang in x- und y-Richtung

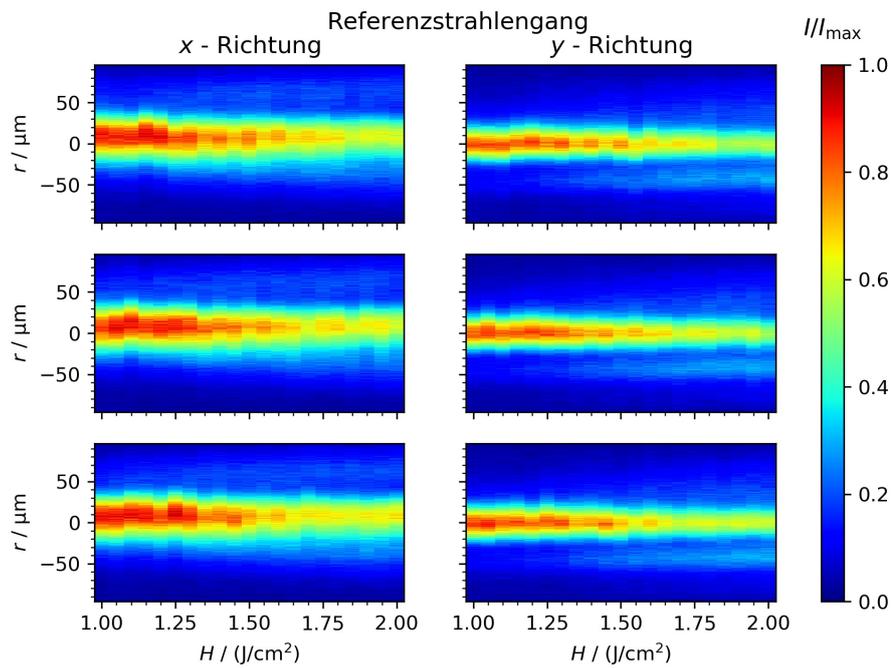


Abbildung C.4: Messung Nummer 4 im Fluenzbereich von $1 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 2 \text{ J/cm}^2$ im Referenzstrahlengang in x- und y-Richtung

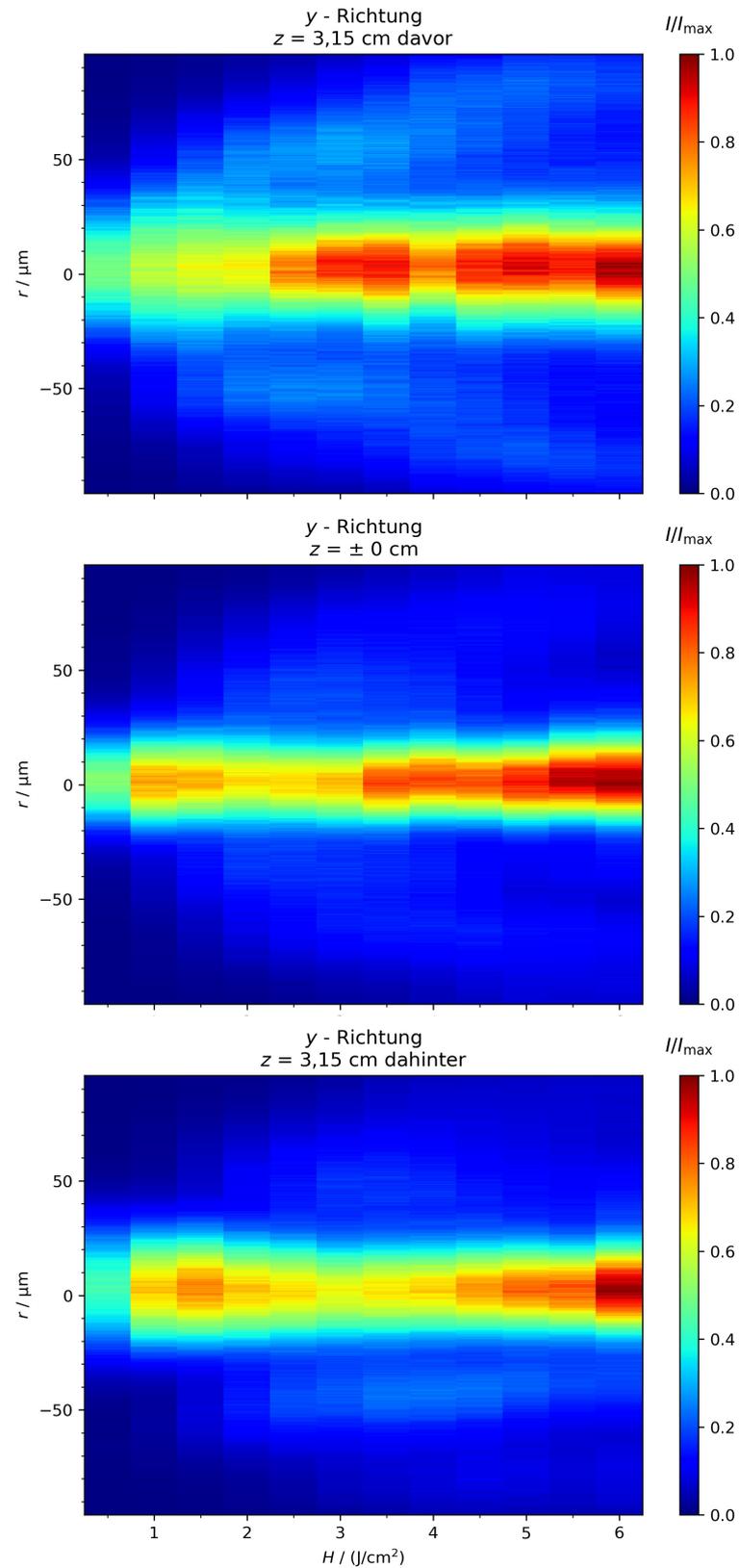


Abbildung C.5: Variation der Fokusslage im Fluenzbereich von $0,5 \text{ J}/\text{cm}^2 \leq H \leq 6 \text{ J}/\text{cm}^2$ im Referenzstrahlengang in y - Richtung, 3,15 mm größere Entfernung zum Objektiv (davor), in Entfernung der Brennweite $\pm 0 \text{ cm}$ und 3,15 mm näher am Objektiv (dahinter)

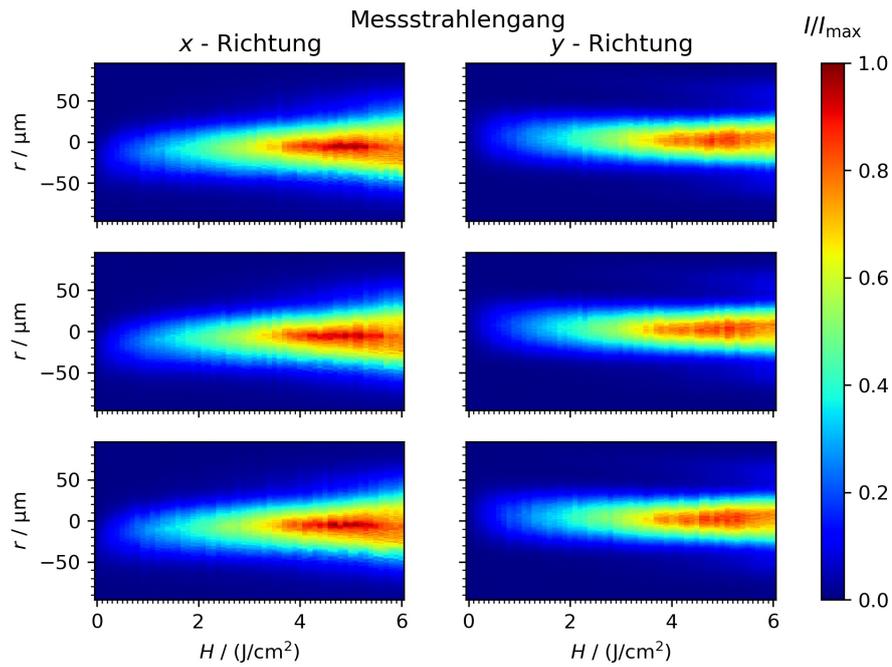


Abbildung C.6: Messung Nummer 1 im Fluenzbereich von $0 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 6 \text{ J/cm}^2$ im Messstrahlengang in x- und y-Richtung

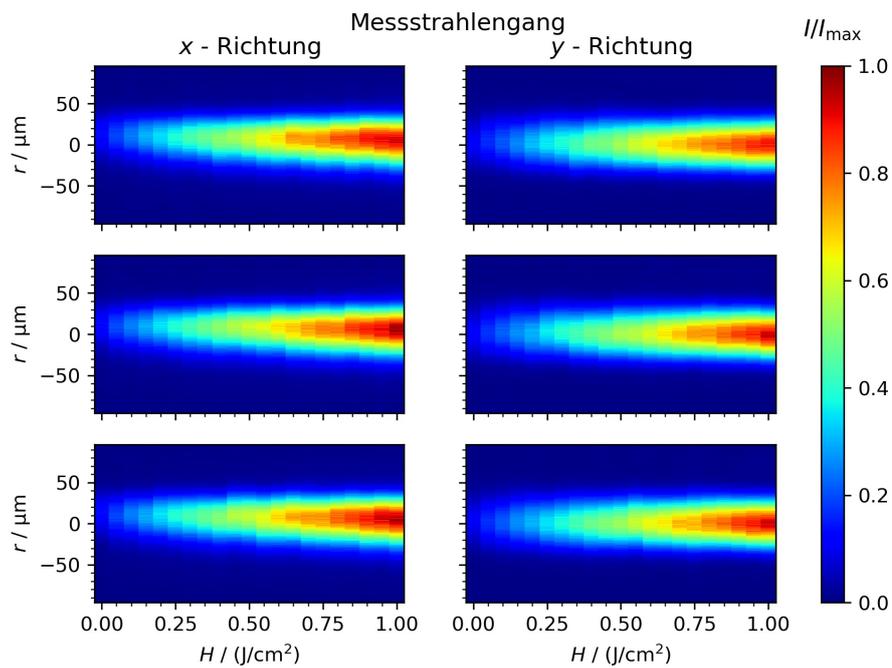


Abbildung C.7: Messung Nummer 2 im Fluenzbereich von $0 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 1 \text{ J/cm}^2$ im Messstrahlengang in x- und y-Richtung

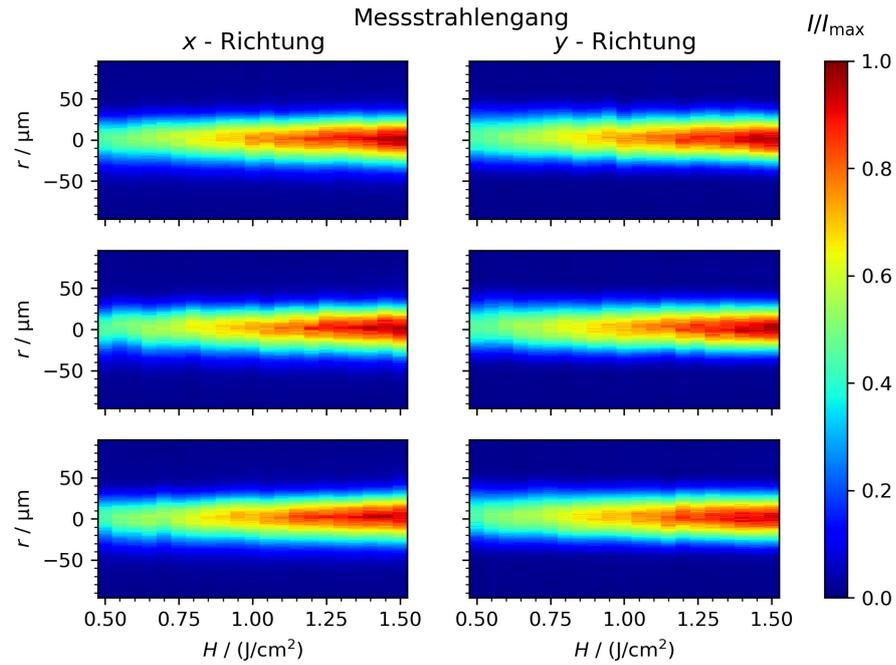


Abbildung C.8: Messung Nummer 3 im Fluenzbereich von $0,5 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 1,5 \text{ J/cm}^2$ im Messstrahlengang in x- und y-Richtung

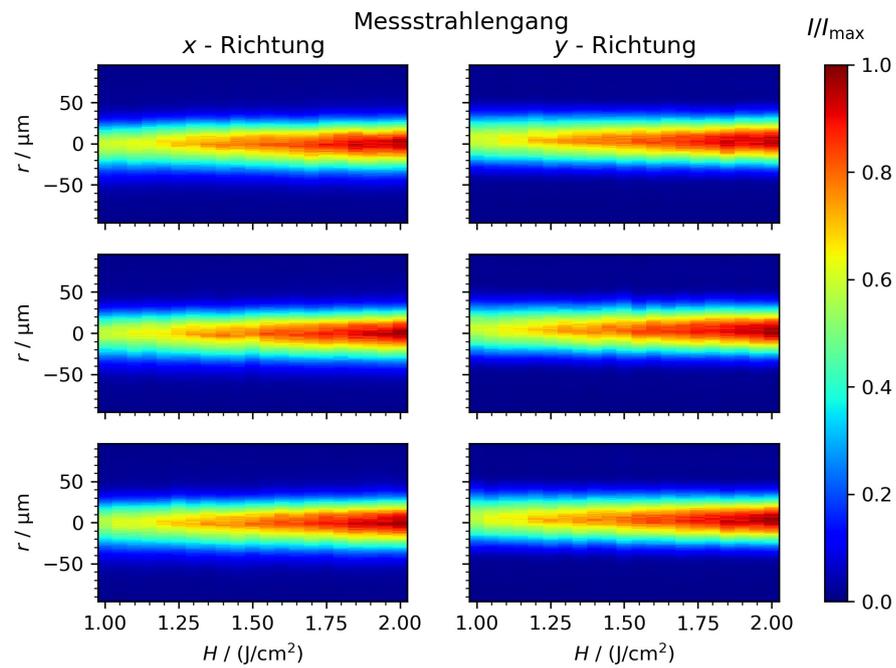


Abbildung C.9: Messung Nummer 4 im Fluenzbereich von $1 \text{ J/cm}^2 \leq H \leq 2 \text{ J/cm}^2$ im Messstrahlengang in x- und y-Richtung

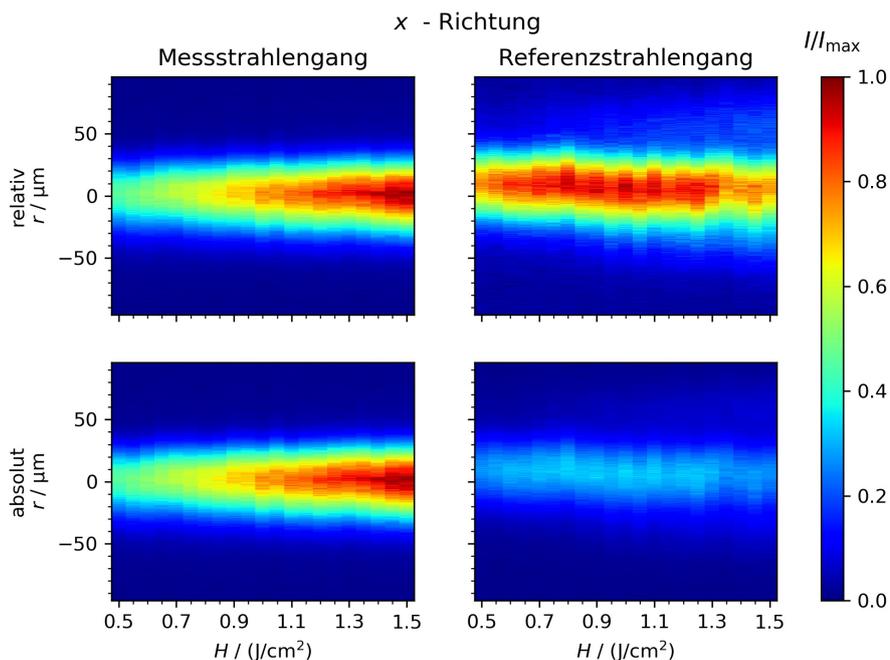


Abbildung C.10: Absolute und relative Darstellung von Messung Nummer 3 im Mess - und Referenzstrahlengang, auf das interne Maximum der Intensität der jeweiligen Strahlengänge (oben) und auf das globale Maximum beider Strahlengänge (unten) normiert, x - Richtung

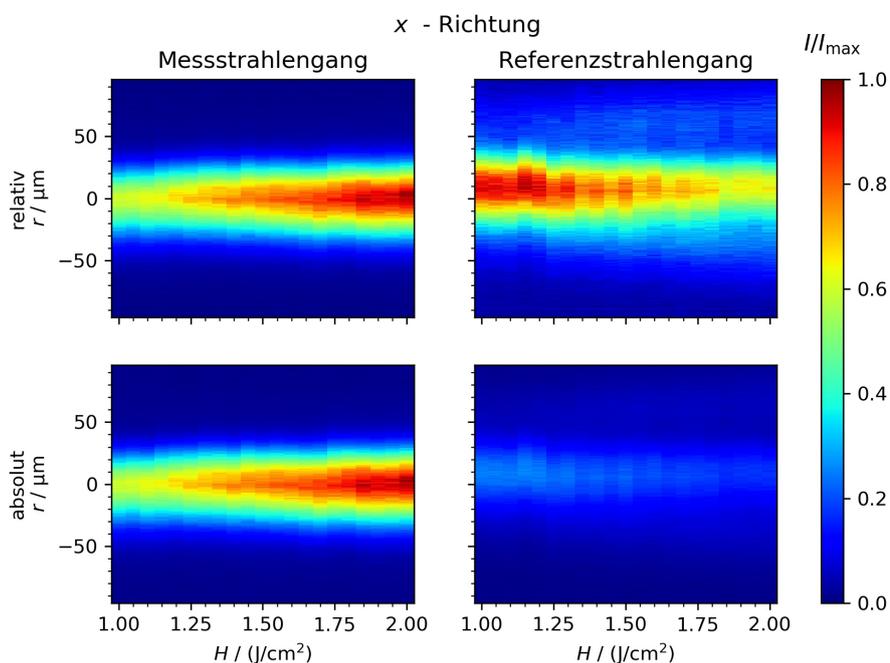


Abbildung C.11: Absolute und relative Darstellung von Messung Nummer 4 im Mess - und Referenzstrahlengang, auf das interne Maximum der Intensität der jeweiligen Strahlengänge (oben) und auf das globale Maximum beider Strahlengänge (unten) normiert, x - Richtung

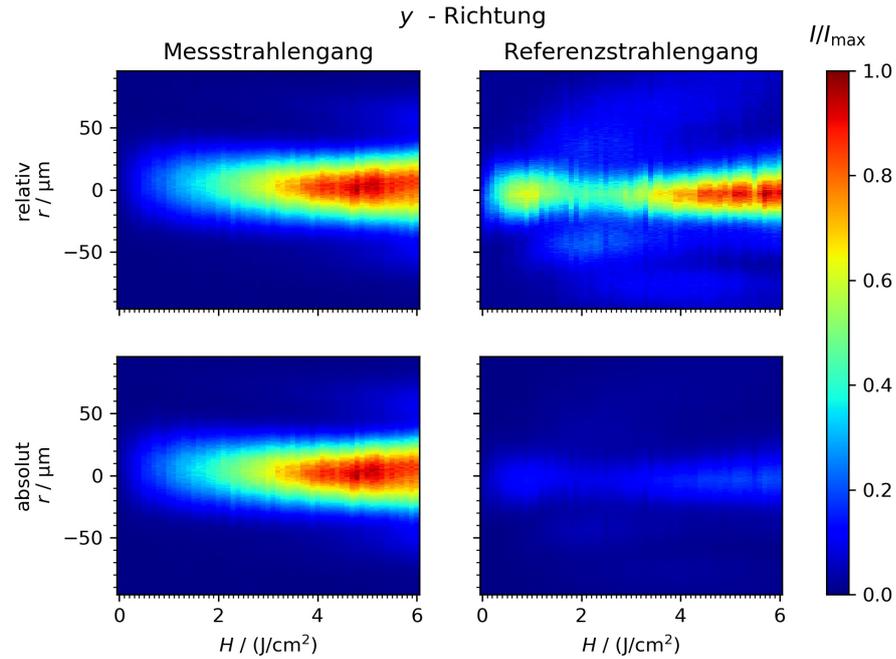


Abbildung C.12: Absolute und relative Darstellung von Messung Nummer 1 im Mess - und Referenzstrahlengang, auf das interne Maximum der Intensität der jeweiligen Strahlengänge (oben) und auf das globale Maximum beider Strahlengänge (unten) normiert, y - Richtung

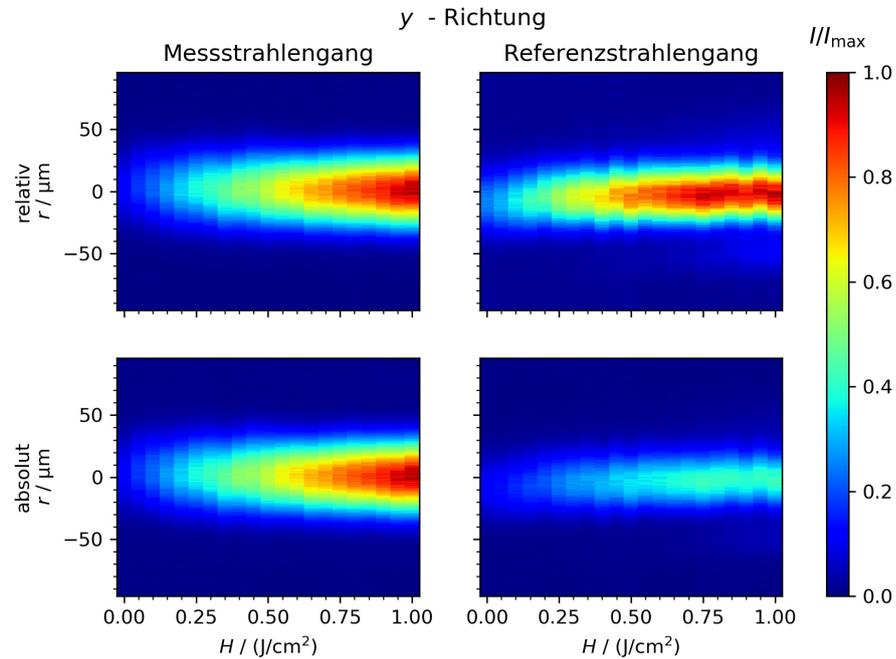


Abbildung C.13: Absolute und relative Darstellung von Messung Nummer 2 im Mess - und Referenzstrahlengang, auf das interne Maximum der Intensität der jeweiligen Strahlengänge (oben) und auf das globale Maximum beider Strahlengänge (unten) normiert, y - Richtung

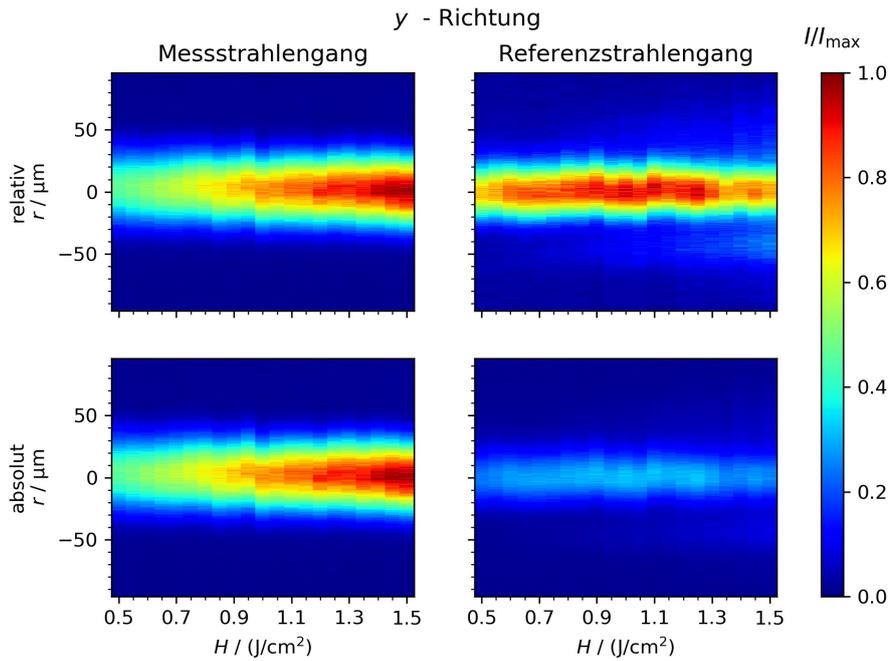


Abbildung C.14: Absolute und relative Darstellung von Messung Nummer 3 im Mess - und Referenzstrahlengang, auf das interne Maximum der Intensität der jeweiligen Strahlengänge (oben) und auf das globale Maximum beider Strahlengänge (unten) normiert, y - Richtung

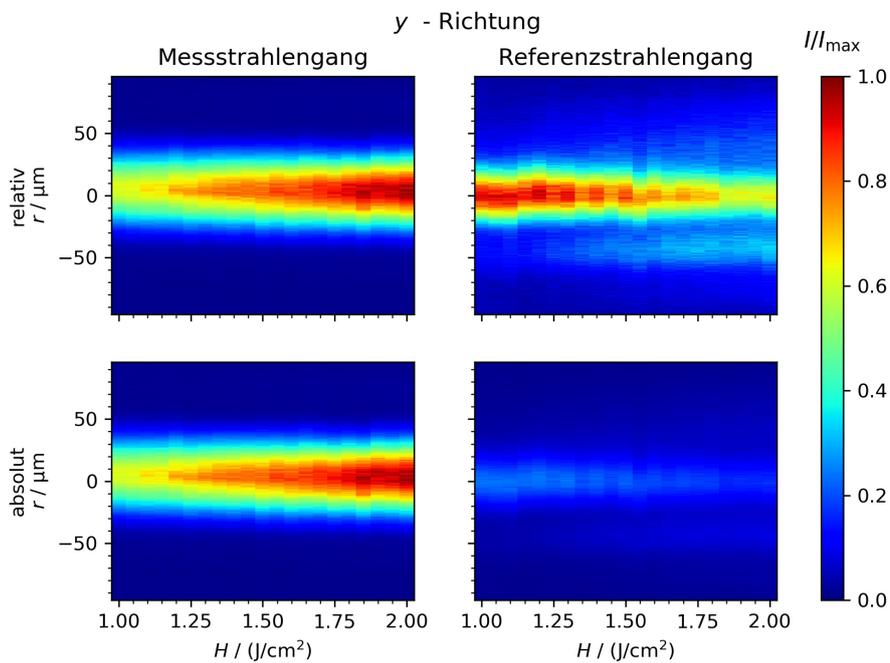


Abbildung C.15: Absolute und relative Darstellung von Messung Nummer 4 im Mess - und Referenzstrahlengang, auf das interne Maximum der Intensität der jeweiligen Strahlengänge (oben) und auf das globale Maximum beider Strahlengänge (unten) normiert, y - Richtung

Literaturverzeichnis

- [1] <https://www.ilt.fraunhofer.de/en/technology-focus/laser-material-processing/simulation.html>, 06.11.2019.
- [2] <https://www.industrial-lasers.com/cutting/article/16490473/3d-simulation-software-for-sheet-metal-cutting>, 06.11.2019.
- [3] <https://www.design-engineering.com/through-keyhole-laser-1004025604/>, 16.10.2019.
- [4] A. Otto, H. Koch, K. H. Leitz, and M. Schmidt. Numerical Simulations - A Versatile Approach for Better Understanding Dynamics. *Physics Procedia*, (2011):11–20.
- [5] D. F. Price, R. M. More, R. S. Walling, G. Guethlein, R. L. Shepherd, R. E. Stewart, and W. E. White. Absorption of Ultrashort Laser Pulses by Solid Targets Heated Rapidly to Temperatures 1–1000 eV. *Physical Review Letters*, 75(2):252–255, 1995.
- [6] H. M. Milchberg, R. R. Freeman, S. C. Davey, and R. M. More. Resistivity of a simple metal from room temperature to 106 K. *Physical review letters*, 61(20):2364–2367, 1988.
- [7] M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and R. W. Falcone. Generation of efficient ultrafast laser–plasma x–ray sources. *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, 3(8):2409–2413, 1991.
- [8] <https://refractiveindex.info/?shelf=glass&book=BK7&page=SCHOTT>, 17.11.2019.
- [9] R. Fedosejevs, R. Ottmann, R. Sigel, G. Kühnle, S. Szatmari, and F. P. Schäfer. Absorption of femtosecond laser pulses in high-density plasma. *Physical Review Letters*, 64(11):1250–1253, 1990.
- [10] A. Y. Vorobyev and C. Guo. Reflection of femtosecond laser light in multipulse ablation of metals. *Journal of Applied Physics*, 110(4):043102, 2011.
- [11] E. V. Golosov, A. A. Ionin, Yu. R. Kolobov, S. I. Kudryashov, A. E. Ligachev, Yu. N. Novoselov, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, and A. R. Sharipov. Femtosecond laser nanostructuring of metals: sub100-nm one-dimensional surface gratings. SPIE Proceedings, page 77122V. SPIE, 2010.
- [12] A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov, P. N. Saltuganov, L. V. Seleznev, D. V.

- Sinitsyn, V. A. Lednev, and S. M. Pershin. Electron emission and ultrafast low-fluence plasma formation during single-shot femtosecond laser surface ablation of various materials. *JETP Letters*, 101(5):308–312, 2015.
- [13] A. Blumenstein, E. S. Zijlstra, D. S. Ivanov, S. T. Weber, T. Zier, F. Kleinwort, B. Rethfeld, J. Ihlemann, P. Simon, and M. E. Garcia. Wavelength-dependent reflectivity changes on gold at elevated electronic temperatures. *arXiv:1802.00101 [cond-mat.mtrl-sci]*, 2018.
- [14] H. M. Milchberg and R. R. Freeman. Studies of hot dense plasmas produced by an intense subpicosecond laser. *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, 2(6):1395–1399, 1990.
- [15] A. Suslova and A. Hassanein. Simulation of femtosecond laser absorption by metallic targets and their thermal evolution. *Laser and Particle Beams*, 35(3):415–428, 2017.
- [16] D. Wortmann, J. Koch, M. Reininghaus, C. Unger, C. Hulverscheidt, D. Ivanov, and B. N. Chichkov. Experimental and theoretical investigation on fs-laser-induced nanostructure formation on thin gold films. *Journal of Laser Applications*, 24(4):042017, 2012.
- [17] T. Pflug, J. Wang, M. Olbrich, M. Frank, and A. Horn. Case study on the dynamics of ultrafast laser heating and ablation of gold thin films by ultrafast pump-probe reflectometry and ellipsometry. *Applied Physics A Materials Science & Processing*, 124(2):17572–17579, 2018.
- [18] M. Frank. *Untersuchung der Ablationsdynamik dünner Metallschichten durch ultrakurz gepulste Laserstrahlung*. Masterarbeit, Mittweida, 2017.
- [19] D. S. Ivanov and L. V. Zhigilei. Combined atomistic-continuum modeling of short-pulse laser melting and disintegration of metal films. *Physical Review B*, 68(6):433–454, 2003.
- [20] C.-K. Sun, F. Vallee, L. H. Acioli, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto. Femtosecond-tunable measurement of electron thermalization in gold. *Physical Review B*, 50(20):15337–15348, 1994.
- [21] M. Olbrich, E. Punzel, P. Lickschat, S. Weißmantel, and A. Horn. Investigation on the Ablation of thin Metal Films with Femtosecond to Picosecond-pulsed Laser Radiation. *Physics Procedia*, 83:93–103, 2016.
- [22] M. Olbrich, E. Punzel, R. Roesch, R. Oettking, B. Muhsin, H. Hoppe, and A. Horn.

- Case study on the ultrafast laser ablation of thin aluminum films: Dependence on laser parameters and film thickness. *Applied Physics A*, 122(3):648–655, 2016.
- [23] T. Pflug. *Untersuchungen zur ultraschnellen Ellipsometrie von Laserprozessen*. Masterarbeit, Mittweida, 2017.
- [24] H. Loheit. *Konzeptionierung und Validierung einer Messstrecke zur orts aufgelösten Bestimmung des intensitätsabhängigen Reflexionsgrades*. Praxisbericht, Hochschule Mittweida, Mittweida, 2019.
- [25] J. M. Liu. Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes. *Optics letters*, 7(5):196–198, 1982.
- [26] <https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Au&page=Johnson>, 06.11.2019.
- [27] <https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Si&page=Aspnes>, 18.10.2019.
- [28] A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek, and G. Simon. Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses. *Physical Review B*, 61(17):11437–11450, 2000.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich für die tatkräftige Unterstützung durch meinen Betreuer, Herrn Markus Olbrich, bedanken. Er stand mir bei Fragen immer freundlich und hilfsbereit zur Verfügung, was sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Herrn Prof. Dr. Alexander Horn möchte ich für das in mich gesetzte Vertrauen und die Übergabe der interessanten Aufgabe in dieser Bachelorarbeit danken. Weiterhin gilt mein Dank den Herren Theo Pflug und Philipp Lungwitz, die beim Umgang mit verschiedener Software die notwendigen Denkanstöße geliefert und sich rege an Diskussionen zu den Messergebnissen beteiligt haben.

Zuletzt möchte ich auch meinen Eltern einen großen Dank für die bedingungslose Unterstützung und die, leider nicht kontinuierlich vorliegende, sehr nahrhafte Versorgung im Verlauf meines Studiums und der Abschlussphase aussprechen.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich meine Arbeit selbstständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und die Arbeit noch nicht anderweitig für Prüfungszwecke vorgelegt habe.

Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Mittweida, 18.11.2019