

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Aufgabenstellung	2
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Mikrostrukturierung mit Femtosekundenpulsen	3
2.1.1	Materialwechselwirkungen	4
2.1.1.1	<i>Metalle</i>	4
2.1.1.2	<i>Halbleiter</i>	5
2.1.2	Materialbearbeitung	6
2.2	Periodische Mikrostrukturierung	9
2.2.1	Laserinterferenztechnik	9
2.2.2	Literaturbeispiele zur Laserinterferenztechnik	12
2.2.3	Laserinterferenztechnik mit Beugungsgittern und einem Objektiv	14
2.3	Ergebnis-Simulation periodischer Strukturen als Folge der Strahlinterferenz	18
3	Experimentelle Voraussetzungen	22
3.1	Versuchsaufbau	22
3.1.1	Femtosekundenlaser-Workstation	22
3.1.2	Transmissionsgitter-Halter	25
3.1.3	Objektive	26
3.2	Transmissionsgitter	28
3.2.1	Berechnung der Gitterperiode	28
3.2.2	Berechnung der Grabentiefe von Phasengittern	29
3.2.3	Herstellung der Beugungsgitter	31
3.2.3.1	<i>Maskenherstellung</i>	31
3.2.3.2	<i>Gitterherstellung</i>	32
3.2.4	Herstellungsbedingte Fehler	34
3.3	Definition der Prozessparameter	35
3.4	Oberflächenanalytische Verfahren	36
4	Ergebnisse und Diskussion	38
4.1	Ablationsverhalten der Materialien unter fs-Puls-Bearbeitung	38
4.1.1	Silizium	38

4.1.2	Aluminium-Dünnschicht	40
4.2	Einfluss der Eigenschaften der interferierenden Teilstrahlen.....	42
4.2.1	Interferenzwinkel.....	42
4.2.2	Strahlanzahl und Strahlkonfiguration	45
4.2.3	Phasenlage der Strahlen	52
4.3	Einfluss der Prozessparameter	56
4.3.1	Silizium.....	56
4.3.2	Aluminium-Dünnschicht	59
4.4	Qualität der periodischen Strukturen.....	61
4.4.1	Silizium.....	61
4.4.2	Aluminium-Dünnschicht	63
5	Zusammenfassung und Ausblick	65
	Literaturverzeichnis	68
	Abbildungs- und Tabellenverzeichnis	i
A	Anhang	A
B	Anhang	B

Kurzzeichen- und Abkürzungsverzeichnis

Kurzzeichen	Maßeinheit	Erläuterung
a_P, a_A	μm	Gitterkonstante Phasengitter/ Amplitudengitter
c	m/ s	Lichtgeschwindigkeit (im Vakuum)
D	mm	Abstand zwischen 2 Beugungsgittern
d_S	μm	Schädigungsdurchmesser (bei der Schwellfluenz)
$d_{\text{exp}}, d_{\text{theo}}$	μm	experimentell/ theoretisch bestimmte Strukturperiode
d_{min}, d_x, d_y	μm	(minimale) Strukturperiode in Richtung x/ y
E_i, E_{res}		(resultierende) elektr. Feldstärke
E_0		Amplitudenwert der Feldstärke
E_{Puls}	mJ	Pulsenergie
$F(r)$	mJ/ cm^2	radiales Fluenzprofil
$F_S(N)$	mJ/ cm^2	Schwellfluenz in Abhängigkeit der Pulsanzahl
F_0	mJ/ cm^2	Maximalfluenz
F_{mitt}	mJ/ cm^2	mittlere Fluenz
f	mm	Brennweite
f_{Rep}	Hz	Pulswiederholfrequenz (Repetitionsrate)
g	mm	Gegenstandsweite
h, h_{ges}	nm	Ablationstiefe Einzelpuls- / Mehrpulsbearbeitung
h_G	nm	Grabentiefe des Phasengitters
$I(x)$		ortsabhängige Intensitätsverteilung
I_0		Maximalintensität (Amplitude)
k	nm^{-1}	Wellenzahl
ΔL	μm	Gangunterschied/ Wegdifferenz
l, l_{min}	mm	(minimaler) Arbeitsabstand Beugungsgitter – Objektiv
l_c	μm	Kohärenzlänge
l_P	μm	Ausdehnung eines Pulses in Ausbreitungsrichtung
m		Zahl der Beugungsordnung
N		Pulsanzahl
n, n_{Luft}		Brechzahl (in Luft)
NA		numerische Apertur
P		Strahlenpaar (± 1 . Beugungsordnung)
$P_{\text{mitt}}, P_{\text{Puls}}$	W	mittlere Leistung/ Pulsspitzenleistung

s	mm	Auftreffpunkt der ± 1 . Beugungsordnung im Objektiv
T_E, T_G	K	Elektronen- / Gittertemperatur
t	s	Zeit
t_c	s	Kohärenzzeit
Δt_L	s	Laufzeitdifferenz
V		Objektivvergrößerung
α	°	Beugungswinkel
α_0	cm ⁻¹	Absorptionskoeffizient
β	°	Winkel zwischen den Strahlenpaaren
$\theta, \theta_{\max}$	°	(maximaler) Interferenzwinkel
λ	nm	Wellenlänge
$\Delta\lambda$	nm	Linienbreite
$\Delta\nu$	Hz	Bandbreite (Frequenz)
ξ		Akkumulationsparameter des Materials
τ	s	Pulsdauer
ϕ_i		Phasenwinkel
$\Delta\phi$		Phasendifferenz
ω	s ⁻¹	Kreisfrequenz
ω_0	μm	Gaußscher Radius

Abkürzung	Erläuterung
AG	Amplitudengitter
AFM	Atomkraftmikroskopie
CPA	Chirped Pulse Amplification
EDX	Energiedispersive Elementanalyse
fs	Femtosekunden
HL	Halbleiter
IR	Infrarot
KrF	Gasgemisch Krypton-Fluorid
LB	Leitungsband im Festkörper
MPA	Multi-Photonen-Absorption
Nd:YAG	Neodym dotierter Yttrium-Aluminiumgranat Kristall
ns	Nanosekunden
PG	Phasengitter
REM	Rasterelektronenmikroskopie
RMS	Root Means Square
SHG	Second Harmonic Generation
THG	Third Harmonic Generation
Ti:Saphir	Titan dotierter Saphir Kristall

1 Einleitung

1.1 Motivation

Gegenwärtig werden Mikro- und Nanostrukturen sowie Methoden zu deren Herstellung verstärkt untersucht, um neue Effekte und somit neuartige Anwendungsbereiche erschließen zu können. Die Art und Anwendung derartiger Strukturen ist höchst unterschiedlich und erstreckt sich von ungeordneten Partikeln mit breiter Größenverteilung über ungeordnete Nanodots auf Oberflächen bis hin zu wohl geordneten Nano- und Mikrostrukturen in Festkörpermaterien. Definierte Strukturarrangements verursachen determinierte Wirkungen und werden deswegen oftmals bevorzugt genutzt. Ein momentan sehr stark untersuchtes Anwendungsgebiet von definiert hergestellten Mikro- und Nanostrukturen sind z.B. photonische Strukturen. Derartige Anordnungen periodischer Strukturen werden auch als photonische Kristalle bezeichnet und erlauben die definierte Führung von Licht in Festkörpern. Die Basis photonischer Kristalle sind periodische Mikrostrukturen in Festkörpern bzw. Festkörperoberflächen, welche mit definierten Defektstrukturen versehen werden [1]. Dieses Ursache-Wirkungs-Verhältnis kann derart genutzt werden, dass Mikrostrukturen zur Informationsverschlüsselung einsetzbar sind, wenn diese variabel geschrieben werden können.

Die Herstellung periodischer Mikrostrukturen erfolgt heutzutage als industrieller Standardprozess mittels lithographischer Methoden. Der Nachteil dieser Verfahren liegt in den aufwendigen und zahlreichen Prozessschritten. An dieser Stelle greift die Lasertechnik mit ihrem, basierend auf den Eigenschaften der Laserstrahlung, hohem Potential für die Materialbearbeitung ein und bietet beispielsweise durch einen schnellen und direkten Materialabtrag einige wesentliche Vorteile. Die Entwicklung und der Fortschritt in der Herstellung von Laserquellen zur Erzeugung von ultrakurzen Pulsen, speziell im Sub-Pikosekunden-Regime gestattet eine schädigungsarme direkte Materialstrukturierung im Mikrometerbereich. Dies ermöglicht in Verbindung mit fokussierenden, Maskenprojektions- sowie interferenzoptischen Verfahren die Herstellung periodischer Mikrostrukturen mittels Laserstrahlung mit hoher Präzision und Reproduzierbarkeit.

1.2 Aufgabenstellung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit soll die Erzeugung periodischer Mikrostrukturen infolge der Überlagerung von Teilstrahlen eines fs-Laserstrahles (Laserinterferenztechnik) untersucht werden. Der Schwerpunkt dieser Arbeit beinhaltet dabei die gezielte Einflussnahme auf die Oberflächentopographie ablatierter Mikrostrukturen durch Änderung der Anzahl, Phase sowie Lage der interferierenden Teilstrahlen. Zur Realisierung dieses Zieles soll eine Versuchsanordnung konzipiert werden, mit welcher Experimente zur Herstellung und Beeinflussung von Mustern in Festkörperoberflächen und dünnen Schichten durch den laserinduzierten Materialabtrag durchzuführen sind und durch Variation der Parameter deren Einfluss zu untersuchen ist. Des Weiteren ist zur Unterstützung der experimentellen Arbeiten und deren Auswertung die aus der Überlagerung der Teilstrahlen resultierende Intensitätsverteilung an der Oberfläche der bestrahlten Probe zu berechnen. Diese soll mit den Materialabtragsverhalten überlagert werden, so dass die Strukturierungsergebnisse simuliert und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen werden können.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Mikrostrukturierung mit Femtosekundenpulsen

Als ultrakurze Lichtpulse sollen im Folgenden Pulse im Bereich einiger Femtosekunden bezeichnet werden. Den Schlüssel zur Erzeugung solcher kurzen Pulsdauern stellt die Modenkopplung dar, bei der mehrere longitudinale Moden des Resonators phasenstarr gekoppelt werden [2]. Da die Energie der so erzeugten Laserpulse für spezielle Anwendungen (z.B. Materialbearbeitung) nicht ausreicht, ist eine Nachverstärkung der optischen Pulse notwendig, wofür diese einem optischen Verstärker zugeführt werden. Dafür finden zum Einen aktive Medien auf Farbstoff- oder Excimer-Basis (KrF) Einsatz. Diese Lasersysteme arbeiten üblicherweise bei einer Wellenlänge von $\lambda = 248 \text{ nm}$ und erzeugen Pulsdauern von ca. $\tau = 500 \text{ fs}$ [3-8]. Zum Anderen ist auch in aktiven Festkörpermedien, wie z.B. Ti:Saphir, eine Nachverstärkung ultrakurzer Pulse möglich. Die Grundwellenlänge dieser Lasersysteme liegt üblicherweise bei $\lambda = 800 \text{ nm}$, die erzielbaren Pulsdauern im Bereich von $\tau = 100 \text{ fs}$ [1,9-12]. Die räumliche Ausbreitung der Pulse (Pulslänge) ist, bedingt durch die kurze Pulsdauer und vorgegeben durch die Lichtgeschwindigkeit c , auf $l_p = 150 \text{ }\mu\text{m}$ (für $\tau = 500 \text{ fs}$) bzw. $l_p = 30 \text{ }\mu\text{m}$ (für $\tau = 100 \text{ fs}$) begrenzt.

Die Bandbreite $\Delta\nu$ (Frequenzspektrum) der Laserpulse muss nach der Unschärferelation für kürzer werdende Pulsdauern größer werden. Demnach bedingt ein sehr kurzer Puls ein breites Frequenzspektrum. Theoretisch ermitteln lässt sich dieses Spektrum durch Fourier-Transformation der zeitabhängigen elektrischen Feldverteilung des Laserpulses. Die Beziehung zwischen dem Frequenzspektrum und der Pulsdauer kann über das sogenannte Bandbreitprodukt beschrieben werden. Dieses Produkt aus Pulsdauer und Halbwertsbreite des Spektrums (Bandbreite) ergibt eine Konstante, deren Wert von der Pulsform abhängig ist. Für gaußförmige Pulse beträgt das Bandbreitprodukt 0,441 [13]. Pulsdauern im Bereich von $\tau = 100 \text{ fs}$ ($\lambda = 800 \text{ nm}$) erfordern eine Linienbreite von $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$. Bei längeren Pulsdauern $\tau = 500 \text{ fs}$ ($\lambda = 248 \text{ nm}$) liegt die spektrale Breite bei $\Delta\lambda = 0,2 \text{ nm}$. Berechnet wurden diese Werte aus dem Bandbreitprodukt und $\Delta\lambda = \Delta\nu \cdot \lambda^2 / c$ [14].

2.1.1 Materialwechselwirkungen

Die im Folgenden beschriebenen physikalischen Aspekte der Wechselwirkungen zwischen ultrakurzen Lichtpulsen und Materie sind auf Metalle und Halbleiter beschränkt, da die experimentellen Untersuchungen lediglich mit diesen Materialien durchgeführt wurden.

Für die Beschreibung dieser Wechselwirkungen werden zwei Modelle zur Hilfe genommen. Bei Betrachtung hochabsorbierender Materialien, wie Metalle, kann das *Zwei-Temperatur-Modell* genutzt werden. Dieses wurde erstmalig 1974 von Anisimov *et al.* für die Beschreibung der Bestrahlung von Metallen eingeführt. Für Werkstoffe, deren Bandlücke (minimale Energiedifferenz zwischen Valenz- und Leitungsband) größer als die Energie der eingestrahlten Photonen ist (z.B. Halbleiter), kommt das Konzept des laserinduzierten *optischen Durchbruchs* zum Einsatz [12].

2.1.1.1 Metalle

Bei Metallen findet der Energieeintrag primär auf die Leitungselektronen des Festkörpers, im Bereich der optischen Eindringtiefe statt. Infolge dieser oberflächennahen Energieabsorption (= Laserpuls) gelangen die Elektronen in ein höheres (angeregtes) Energieniveau, was zur Störung des Gleichgewichts innerhalb des Elektronensystems führt. Die Relaxation dieses angeregten Systems erfolgt im Zeitraum weniger Pikosekunden, hauptsächlich durch Elektronen-Elektronen-Stöße. Der in der Folge stattfindende Energieübertrag an das Festkörnergitter (Phononen) basiert auf Elektronen-Phononen-Wechselwirkungen. Da jedoch die Pulsdauer der fs-Pulse wesentlich kürzer als die dafür notwendige Zeitdauer ist (je nach Stärke der Elektronen-Phononen-Kopplung sind dies einige Pikosekunden), wird das thermische Gleichgewicht zwischen dem Elektronen- und dem Gittersystem gestört. Demnach ist der Energieeintrag in das Elektronensystem beendet, ehe der Energieübertrag an das Festkörnergitter stattgefunden hat. Dem Elektronensystem kann zu diesem Zeitpunkt aufgrund der absorbierten Laserpulsenergie eine in Bezug auf das Festkörnergitter höhere Energie, d.h. höhere Temperatur („heißes Elektronengas“) zugewiesen werden. Die Energieverteilung im Festkörper muss folglich durch zwei getrennte Temperaturen T_E (Elektronensystem) und T_G (Festkörnergitter) beschrieben werden, Zwei-Temperatur-Modell. Makroskopisch betrachtet erzeugt dieses „heiße Elektronengas“ lokalisierte festkörperinterne Spannungen, verbunden mit einer Materialausdehnung. Dies hat eine Zerstörung der Materialstruktur und schließlich einen Materialabtrag (lokales Verdampfen aufgrund der hohen Temperaturen) zur Folge [12].

Erst nach Wiedereinstellung des Gleichgewichts zwischen diesen Systemen, sprich bei gleicher Elektronen- und Gittertemperatur, findet die Wärmeleitung im klassischen Sinne in das Umgebungsmaterial statt. Aufgrund der sehr kurzen Pulsdauer kommt es bei fs-Pulsen jedoch nur geringfügig zu einer solchen thermischen Diffusion im Material, verglichen mit üblichen Lasern längerer Pulsdauer [2]. Die erzielbare Auflösung bei der Mikrostrukturierung mit fs-Lasern wird somit von der materialspezifischen thermischen Diffusion sehr wenig beeinflusst. Sie wird folglich vor allem durch die Energiedeposition im Material, der optischen Auflösung bestimmt.

2.1.1.2 Halbleiter

Für die Bearbeitung von Halbleitern (HL) wird das Konzept des optischen Durchbruchs genutzt. Als optischer Durchbruch wird der Anstieg der Elektronendichte im Leitungsband (LB) über einen kritischen Wert (Plasma) bezeichnet, wodurch es zu einer Materialzerstörung (Ablation) kommt. Da jedoch unter normalen Bedingungen im LB von Halbleitern nur eine geringe Anzahl an Elektronen zu finden ist, und die Bandlücke der HL mit der Energie der einfallenden Strahlung nicht überwunden werden kann, müssen durch den Prozess der Photoanregung die für einen optischen Durchbruch notwendigen freien Ladungsträger erzeugt und deren Anzahl erhöht werden. Für die Wechselwirkungen mit ultrakurzen Pulsdauern existieren dafür zwei verschiedene Mechanismen [12].

Der erste Mechanismus wird als nichtlineare Multi-Photonen-Absorption (MPA) bezeichnet. Aufgrund der hohen Leistungsdichten (hohe Photonendichten), welche bei ultrakurzen Pulsen vorhanden sind, erhöht sich die Wahrscheinlichkeit einer gleichzeitigen Absorption mehrerer Photonen. In diesem Fall wird die Energie zur Überwindung der Bandlücke für die Elektronen bereitgestellt und so die Elektronendichte im LB erhöht [12]. Auf diese Weise können sogar transparente Materialien bearbeitet werden.

Im Gegensatz zur MPA muss für den zweiten Mechanismus bereits eine geringe Anzahl an Elektronen im LB existieren (Dotierung), durch welche die Absorption des Laserpulses stattfinden kann (Free-Carrier-Absorption/ Absorption an Defekten). Die Oszillation dieser freien Ladungsträger im elektromagnetischen Feld der einfallenden Strahlung führt zu Stößen mit Atomen des Festkörperrgitters, welche bei ausreichender Energie zu deren Ionisation (Entstehung eines Elektronen-Loch-Paares) führen. Infolge der Wiederholung dieser Wirkungskette durch die erzeugten Elektronen resultiert aus diesen Stoßionisationen ein lawinenartiger Anstieg der Elektronendichte (Avalanche-Ionisation) im LB, verbunden mit dem optischen Durchbruch [12].

Bei der Bearbeitung von Halbleitern mit fs-Pulsen ist die Absorption an Defekten der dominierende Mechanismus der Primärelektronenerzeugung im LB.

2.1.2 Materialbearbeitung

Die Eigenschaften der ultrakurzen Laserpulse und die Wechselwirkungen mit dem Festkörper ergeben folgende makroskopisch phänomenologische Konsequenzen. Der Vergleich wurde speziell zu längeren Pulsdauern im ns-Bereich gezogen [2].

- Typische Leistungsdichten zwischen $10^9 - 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ermöglichen eine Bearbeitung nahezu aller (auch transparenter) Materialien.
- Eine effiziente, schnelle und räumlich lokalisierte Energieeinkopplung in den Festkörper, wodurch verhältnismäßig geringe Ablationsschwellen erzielt werden.
- Die Zerstörschwellen sind genau definiert.
- Die starke Energielokalisierung verringert die Wärmeeinflusszone. Dies führt zu einer minimalen thermischen und mechanischen Schädigung des Substrates und ermöglicht somit eine hohe laterale und vertikale Bearbeitungspräzision.
- Die Energiedeposition im Festkörper und der anschließende Materialabtrag finden zeitlich entkoppelt statt. Somit kommt es während der Laserpulsdauer nicht zu einer Plasma-Abschirmung und damit verbundenen Verlusten der Pulsenergie.
- Ein verringerter Auswurf von Schmelzgut sowie geringere Mengen redeponierten Materials (Debris) in der Umgebung der Bearbeitungszone.

Auch bei der Bearbeitung mit fs-Pulsen findet ein Materialabtrag nur dann statt, wenn der materialspezifische Schwellwert (Abtragsschwelle) überschritten wird. Die Ermittlung dieser Schwellenergie bzw. Schwellfluenz kann experimentell über Bestimmung des Schädigungsdurchmessers in Abhängigkeit der eingestrahlten Pulsenergie erfolgen. Ausgangspunkt dieser Methode der Schwellwertermittlung bildet die für ein räumliches Gauß-Profil (radialsymmetrisch) wie folgt definierte radiale Fluenz-Verteilung [2]:

$$F(r) = F_0 \cdot \exp\left\{-2 \cdot \left(\frac{r}{\omega_0}\right)^2\right\} \quad (2.1)$$

F_0 : Maximalfluenz ω_0 : Gaußscher Radius

Unter der Annahme, dass der Durchmesser der geschädigten Zone beim Erreichen der Schwellfluenz F_S gleich d_S entspricht (siehe Abbildung 2.1), lässt sich durch Umstellen der Gleichung (2.1) ein analytischer Zusammenhang zwischen dem Durchmesser d_S und der Maximalfluenz F_0 erzielen:

$$d_S^2 = 2 \cdot \omega_0^2 \cdot \ln\left(\frac{F_0}{F_S}\right) \quad (2.2)$$

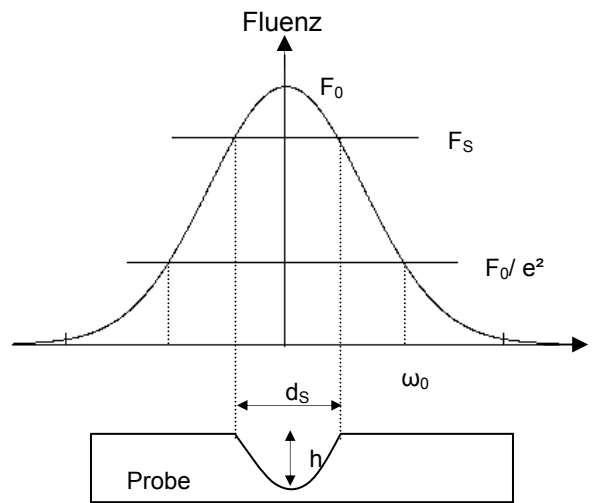


Abbildung 2.1: Zusammenhang zwischen dem Schädigungsdurchmesser d_S , der Ablationstiefe h und der Schwellfluenz F_S bei Ablation mit einem gaußförmigen Strahlprofil [2].

Die räumliche Integration über das in Gln. (2.1) beschriebene Fluenz-Profil liefert einen linearen Zusammenhang zwischen der eingestrahlten Maximalfluenz F_0 und der Pulsenergie E_{Puls} [2]:

$$F_0 = \frac{2 \cdot E_{Puls}}{\pi \cdot \omega_0^2} \quad (2.3)$$

Diese lineare Beziehung lässt sich nutzen, um aus dem experimentell ermittelten Schädigungsdurchmesser und bekannter Pulsenergie die Fluenz zu bestimmen. Hierfür werden die quadrierten Durchmesser logarithmisch über der Pulsenergie abgetragen. Der Anstieg der Gerade, welche sich bei dieser Darstellung ergibt, kennzeichnet laut Gln. (2.2) den doppelten quadrierten Gaußschen Radius, über welchem im Anschluss die Fluenzen (Gln. (2.3)) ermittelt werden können. Die Bestimmung der Schwellfluenz erfolgt aus der anschließenden halblogarithmischen Darstellung der quadrierten Schädigungsdurchmesser d^2 über der ermittelten Fluenz F_0 und der Extrapolation dieser Werte nach $d \rightarrow 0$.

Die Bestimmung der Schwellwerte nach der soeben beschriebenen Methode kann für die Einzel- und die Mehrpulsbearbeitung durchgeführt werden. Auf diese Weise kann die Abhängigkeit der Schwellfluenz von der Pulsanzahl untersucht werden. Ein solcher Zusammenhang wird als Inkubationseffekt bezeichnet und charakterisiert eine sinkende Schwellfluenz für steigende Pulsanzahlen [15]. In [2] wird für den Zusammenhang zwischen Einzelpuls- und Mehrpulsschwelle ein Potenzgesetz Gln. (2.4) beschrieben, welches sich laut experimenteller Ergebnisse für die Bearbeitung mit fs-Pulsen für verschiedene Materialien und Pulsanzahlen ($N < 1000$) als geeignet herausgestellt hat.

$$F_s(N) = F_s(1) \cdot N^{\xi-1} \quad (2.4)$$

$F_s(N)$: Pulsanzahlabhängige Schwellfluenz N : Pulsanzahl
 ξ : Akkumulationsparameter des Materials

Der materialabhängige Akkumulationsparameter ξ liegt sich zwischen 0 und 1. Für den Fall $\xi = 1$ hängt der ermittelte Schwellwert nicht von der Pulsanzahl ab, es treten demzufolge keine Inkubationseffekte auf. In der Materialbearbeitung nimmt dieser Effekt einen maßgeblichen Einfluss auf die erzielbare laterale sowie vertikale Bearbeitungspräzision. Ursache hierfür ist, dass mit sinkender Zerstörschwelle bei konstanter Laserfluenz sowohl der Schädigungsdurchmesser, als auch die Schädigungstiefe je Puls zunehmen, wie aus Abbildung 2.1 und Gln. (2.5) ersichtlich wird.

Die Abhängigkeit der Ablationstiefe h von der Laserfluenz wird bei der Laserablation durch eine logarithmische Funktion beschrieben, die durch die Schwellfluenz und dem materialabhängigen Absorptionskoeffizienten definiert wird [12]:

$$h = \frac{1}{\alpha_0} \cdot \ln\left(\frac{F}{F_s}\right) \quad (2.5)$$

α_0 : Absorptionskoeffizient

Für die Mehrpulsbearbeitung ergibt sich aus dem Produkt $h_{\text{ges}} = N \cdot h$ eine von der Pulsanzahl abhängige Gesamttiefe h_{ges} . Hierfür gilt die Annahme, dass ein gleichmäßiger Abtrag in die Tiefe laut Gln. (2.5) gewährleistet werden kann. Voraussetzung dafür ist die Wechselwirkung des einfallenden Laserstrahls mit einer ebenen Oberfläche, so dass Beugungseffekte an der Materialoberfläche und daraus folgende Überlagerungseffekte mit der einfallenden Strahlung ausgeschlossen werden können. Ist für das Material die Abhängigkeit der Schwellfluenz von der Pulsanzahl bekannt (Inkubationseffekt), so kann dies nach Gln. (2.4) ebenfalls in der Berechnung berücksichtigt werden.

2.2 Periodische Mikrostrukturierung

Die Verwendung von fs-Lasern in fokussierenden, Maskenprojektions- oder interferenzoptischen Verfahren ermöglicht in Verbindung mit den charakteristischen Materialwechselwirkungen ultrakurzer Pulse (Abschnitt 2.1.2) die Strukturierung verschiedener Materialien im Mikrometerbereich. Während die Laserstrahlfokussierung das direkte Schreiben von Strukturen (Direktstrukturierung) ermöglicht, können mittels Maskenprojektionstechniken komplette, auch periodische, Strukturen übertragen werden. Die Anwendung interferenzoptischer Verfahren (Laserinterferenztechnik) erfolgt vorwiegend für die Herstellung periodischer Mikrostrukturen, wie sie in der vorliegenden Arbeit im Mittelpunkt stehen.

2.2.1 Laserinterferenztechnik

Das physikalische Prinzip interferenzoptischer Verfahren beruht auf dem Interferenzeffekt infolge der Überlagerung zweier oder mehrerer kohärenter Teilstrahlen (ebene Wellen). Das daraus resultierende Intensitätsmuster ist genau definiert und somit in seinen Intensitätsspitzen und Dimensionen kontrollierbar. Wird eine solche Intensitätsverteilung für die Materialbearbeitung genutzt, lassen sich damit periodische Strukturen auf Oberflächen erzeugen. Berechnen lässt sich solch eine resultierende Welle (Intensitätsmuster) nach dem Superpositionsprinzip, bei dem alle interferierenden Teilstrahlen phasenrichtig addiert werden. Das Prinzip dieser Berechnung soll am Beispiel der 2-Strahl-Interferenz erläutert werden [14].

Die reelle Beschreibung für Wellen, welche sich unter dem Winkel θ zu einer definierten Richtung ausbreiten, erfolgt nach:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cdot \cos(\omega t - k_1 x \cdot \sin \theta + \phi_1) \\ E_2 &= E_{02} \cdot \cos(\omega t + k_2 x \cdot \sin \theta + \phi_2) \end{aligned} \quad (2.6)$$

E_{0i} : Amplitudenwert	ω : Kreisfrequenz	t : Zeit
k_i : Wellenzahl	θ : Interferenzwinkel	ϕ_i : Phasenwinkel

Für deren Überlagerung ergibt sich nach dem Superpositionsprinzip die resultierende Feldstärke aus Addition der Einzelfeldstärken:

$$E_{res} = E_1 + E_2 \quad (2.7)$$

Die Berechnung der resultierenden Feldstärke erfolgt anhand trigonometrischer Additionstheoreme für die nach Gln. (2.6) beschriebenen Wellen. In diesem Berechnungsbeispiel sollen diese die gleiche Amplitude ($E_{01} = E_{02}$) und Wellenzahl ($k_1 = k_2$) besitzen. Ferner sollen die Teilstrahlen unter dem Winkel 2Θ (Abbildung 2.3) und ohne Phasendifferenz ($\phi_1 = \phi_2 = 0$) interferieren. Unter diesen Annahmen folgt nach Gln. (2.7) für die resultierende Feldstärke:

$$E_{res} = 2 \cdot E_0 \cdot \cos(\omega t) \cdot \cos(kx \cdot \sin \theta) \quad (2.8)$$

Aus dem zeitlich gemittelten Betragsquadrat der laut Gln. (2.8) resultierenden Feldstärke kann nun die Intensität berechnet werden:

$$I = \overline{E_{res}}^2 \quad (2.9)$$

Somit lautet die analytische Lösung der stationären Intensitätsverteilung für den Fall einer Zwei-Strahl-Interferenzⁱ (Abbildung 2.2):

$$I(x) = 2 \cdot I_0 \cdot \left[\cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot x}{\lambda} \cdot \sin \theta\right) \right]^2 \quad (2.10)$$

I_0 : Maximalintensität (Amplitude) der Wellen

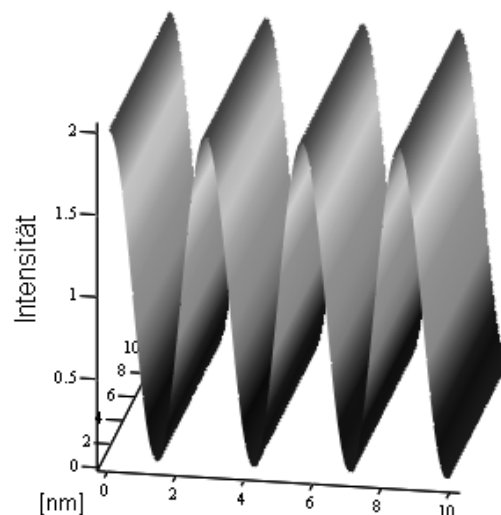


Abbildung 2.2: Grafische Darstellung der stationären Intensitätsverteilung einer 2-Strahl-Interferenz nach Gln. (2.10).

ⁱ Es gilt: $\cos^2(\omega t) = 1/2$ und $k = 2\pi / \lambda$

Die Maxima der Intensitätsverteilung bei einer Zwei-Strahl-Interferenz verhalten sich zu den Intensitäten der Teilstrahlen I_{0i} wie 2:1. Die Periodizität dieser Verteilung, und somit die Periode d_x der mit dieser Verteilung ablatierten Strukturen auf der Probenoberfläche, definiert sich über den Interferenzwinkel θ und die Wellenlänge λ [14]:

$$d_x = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \theta} \quad (2.11)$$

Aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit ist für Pulse einer großen spektralen Breite (fs-Pulse) eine genaue Bestimmung der Periode nach Gln. (2.11) nicht möglich. Für die Berechnung der erzielbaren Strukturperiode wurde deshalb die Zentralwellenlänge genutzt.

Die Erzeugung interferenzfähiger Teilstrahlen (Anzahl ≥ 2) stellt die wichtigste Voraussetzung interferenzoptischer Verfahren dar. Als interferenzfähig werden Lichtwellen mit einer zeitlich festen Phasenkorrelation (zu verschiedenen Zeitpunkten bzw. Orten), d.h. kohärente Wellenzüge bezeichnet. Laserstrahlung genügt in der Regel aufgrund ihrer hohen räumlichen und zeitlichen Kohärenz diesen Anforderungen und bietet somit gute Voraussetzung für die Anwendung in der Interferenztechnik ($\rightarrow$ Laserinterferenztechnik). Hier erfolgt die Aufspaltung des einfallenden Laserstrahls in min. zwei Teilstrahlen, die auf der Probenoberfläche wieder zusammengeführt werden. Bei Erfüllung der Interferenzbedingung kommt es zur Ausbildung eines aus der Interferenz resultierenden Intensitätsmusters (Abbildung 2.3). Für eventuelle Laufzeit- (Δt_L) bzw. Wegunterschiede (ΔL) zwischen den Teilstrahlen (resultierend aus dem Versuchsaufbau) folgt aus der notwendigen Interferenzbedingung, dass diese die Kohärenzzeit t_c bzw. Kohärenzlänge l_c nicht überschreiten dürfen ($\Delta t_L \leq t_c$ bzw. $\Delta L \leq l_c$), da sonst die feste Phasenbeziehung zwischen den Wellen verloren geht. Bei der Verwendung ultrakurzer Laserpulse (fs) ist zu beachten, dass aufgrund deren großen Bandbreite die Kohärenzzeit (Gauß-Profil: $t_c = 0,664/\Delta\nu$ [14]) und die Kohärenzlänge ($l_c = \lambda^2/\Delta\lambda$ [14]) kürzer im Vergleich zu längeren Pulsdauern sind. Für die Interferenztechnik bedeutet dies, dass der maximale Laufzeit- bzw. Wegunterschied zwischen den Teilwellen, bei denen noch Interferenzerscheinungen beobachtbar sind, geringer als bei schmalbandigen Laserpulsen ist.

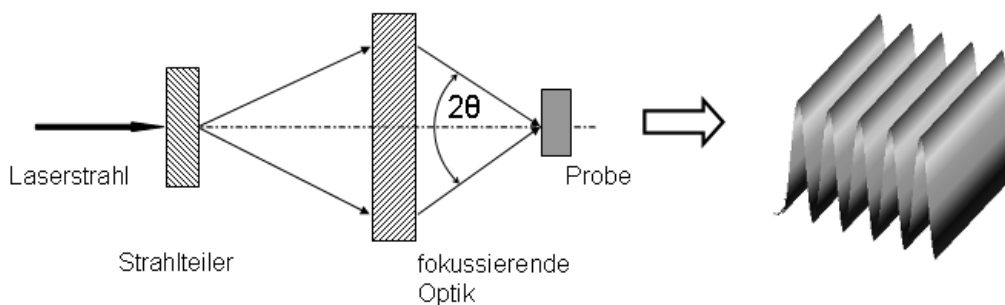


Abbildung 2.3: Prinzip der Laserinterferenztechnik (schematisch). Teilung des Laserstrahls und anschließende Überlagerung der Teilstrahlen unter dem Winkel 2θ auf der Probenoberfläche.

2.2.2 Literaturbeispiele zur Laserinterferenztechnik

Verschiedene Möglichkeiten, interferenzoptische Verfahren praktisch zu realisieren, sollen im Folgenden anhand ausgewählter Literaturbeispiele genannt werden.

Eine Variante hierzu ist bei Hosono *et al.* [16] (Abbildung 2.4a) zu finden. Die Autoren spalteten über einen halbdurchlässigen Spiegel den einfallenden Laserstrahl ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $\tau = 100 \text{ fs}$) in Teilstrahlen auf, welche anschließend über ein Spiegelsystem wieder auf der Probenoberfläche zusammengeführt und zur Interferenz gebracht wurden. Die somit erzielbaren Gitterstrukturen auf SiO_2 und amorphen SiO_2 -Dünnschichten wiesen Strukturbreiten von ca. 430 nm auf.

Des Weiteren stellen Venkatakrishnan *et al.* [17] (Abbildung 2.4b) in ihrer Arbeit die Möglichkeit der Strahlteilung ($\lambda = 400 \text{ nm}$, $\tau = 200 \text{ fs}$) über reflektierende Glasplatten vor. Das aufgrund von Reflexion an Ober- und Unterkante zweier Platten entstandene Strahlenpaar wird über eine Linse auf die Probenoberfläche fokussiert und zur Überlagerung gebracht. Mit dieser Methode konnten ebene Gitter mit einer Linienbreite von $10,5 \mu\text{m}$ und einer Tiefe von 400 nm auf einem Kupfersubstrat erzeugt werden.

Die Verwendung einer diffraktiven Optik, welche den einfallenden Strahl ($\lambda = 380 \text{ nm}$, $\tau = 80 \text{ fs}$) in eine definierte Anzahl an Teilstrahlen spaltet, beschreiben Kondo *et al.* [9] (Abbildung 2.4c). Die fokussierende Optik zur anschließenden Strahlzusammenführung stellt auch in diesem Fall eine einfache Linse dar. Die Autoren zeigten, dass sich je nach Anzahl der interferierenden Strahlen zwei- (2 Strahlen) und dreidimensionale (3 Strahlen und mehr) periodische Mikrostrukturen im Bereich von ca. 500 nm in negativen Photoresist erzeugen lassen. Auf diese Weise wurden 3-dimensionale photonische Kristalle hergestellt.

Eine der am häufigsten genutzten Methoden stellt jedoch die Verwendung eines Beugungsgitters (Transmissionsgitter) im Zusammenhang mit einem Reflexions-Objektiv dar

Möglichkeit, mit der von Klein-Wiele *et al.* [7] vorgestellten Anordnung die Oberflächentopographie der erzielbaren Strukturen zu beeinflussen, soll in dieser Arbeit auf IR-fs-Laser mit kürzerer Pulsdauer ($\tau = 120$ fs) übertragen und in Bezug auf die verwendeten Beugungsgitter erweitert werden.

2.2.3 Laserinterferenztechnik mit Beugungsgittern und einem Objektiv

Optische Gitter (Beugungsgitter) werden in Transmissions- bzw. Reflexionsgitter unterschieden, welche jeweils als Amplituden- (AG) oder Phasengitter (PG) Anwendung finden. Die Wirkung der Amplitudengitter (Transmissionsgitter) beruht auf periodisch wechselnden lichtdurch- und lichtundurchlässigen Bereichen, wodurch eine Änderung der Amplitude des transmittierten Lichtes erfolgt. Bei Phasengittern kommt es durch periodische Änderung der optischen Weglänge (Variation der Schichtdicke bzw. der Brechzahl) zu einem Gang- (bzw. Phasen-) unterschied zwischen den Strahlen benachbarter Spalten. Die sich ändernde Amplitude bzw. Phase des durchgehenden Lichtes führt zu Beugungseffekten (Einschnürung der Wellenfront) [14]. Die aus der Beugung folgende Lichtverteilung (hinter dem beugendem Hindernis) kann mit dem Huygen-Fresnelschen Prinzip erklärt werden. Nach diesem Prinzip kann jeder Punkt einer Wellenfront (Punkt der Spaltöffnung) als Ausgangspunkt von (kugelförmigen) Elementarwellen angesehen werden. Die Überlagerung (nach dem Superpositionsprinzip) dieser Elementarwellen führt in bestimmten Raumrichtungen zu Intensitätsmaxima bzw. –minima (Interferenz). Die Winkelverteilung dieser Beugungsmaxima (bzw. –minima) ist abhängig von dem Gitteraufbau und der Wellenlänge des einfallenden Lichtes. Unter der Voraussetzung, dass sich für die gebeugten Wellen bei einem Gangunterschied von $\Delta L = m \cdot \lambda$ ein Maximum ergibt, folgt für die Berechnung der Lage der Beugungsmaxima eines Transmissionsgitters für einen senkrechten Strahleinfall die Gittergleichung (Abbildung 2.5) [14]:

$$\sin \alpha = \frac{m \cdot \lambda}{a} \quad (2.12)$$

α : Beugungswinkel

m : Beugungsordnung

λ : Wellenlänge

a : Gitterkonstante

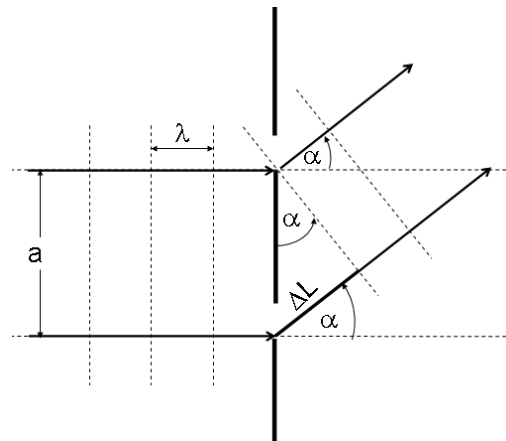


Abbildung 2.5: Parallele Lichtstrahlen (Laserlicht) treffen auf zwei benachbarte Gitterspalte, wodurch sich ein Gangunterschied ΔL zwischen den um den Winkel α gebeugten Strahlen ergibt.

Die Beugung der einfallenden Strahlung in m-Beugungsordnungen unter definiertem, von m abhängigen Winkel (Gln. (2.12)), ermöglicht die Verwendung optischer Gitter als Strahlteiler in der Interferenztechnik.

Die Intensität des gebeugten Lichtes in den unterschiedlichen Beugungsordnungen wird durch die Funktion, welche die Beugung am Einzelspalt beschreibt (Einhüllende), moduliert. Dies bedeutet, dass die Abnahme der Intensität mit zunehmender Beugungsordnung den Verlauf der Intensität eines Einzelspaltes aufweist. Bei der Verwendung von Phasengittern ergibt sich für die Intensitätsverteilung zusätzlich eine Abhängigkeit von der Grabentiefe der Gitter (Abschnitt 3.2.2).

Für die Interferenztechnik wird folglich aufgrund der höheren Intensität die ± 1 . Beugungsordnung genutzt (Abbildung 2.6). Alle weiteren Ordnungen werden ausgeblendet. Bei der Verwendung eines Schwarzschild-Objektivs geschieht dies für die 0. Ordnung durch die Zentralabschattung des Objektivs. Wird für die Strahlzusammenführung ein Linsenobjektiv genutzt, so muss die 0. Ordnung mittels einer in den Strahlengang gebrachten Blende abgeschattet werden. Höhere Beugungsordnungen werden durch deren größeren Beugungswinkel (Gln. (2.12)) oftmals aufgrund der begrenzenden Eintrittsöffnung des Objektivs, bzw. des Spiegeldurchmessers des Schwarzschild-Objektivs ausgeblendet.

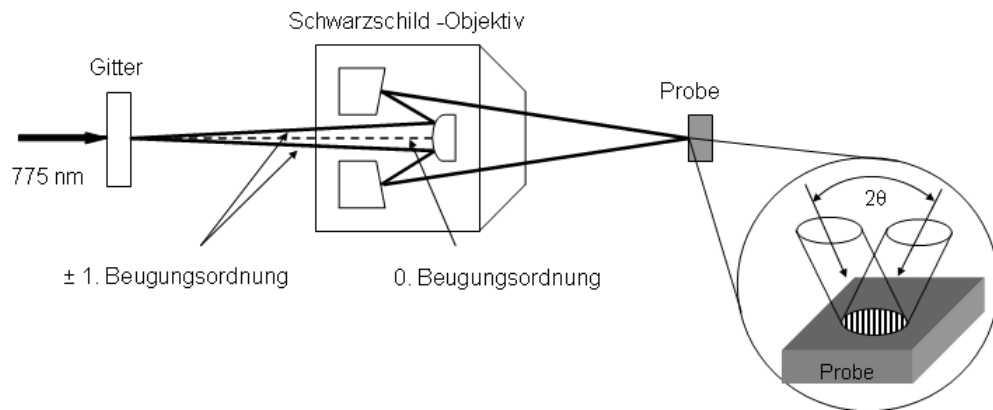


Abbildung 2.6: Laserinterferenztechnik mit einem Beugungsgitter und Schwarzschild-Objektiv. Die beiden 1. Beugungsordnungen werden zur Überlagerung gebracht, alle weiteren Ordnungen werden ausgeblendet.

Durch Verwendung mehrerer Gitter kann die Anzahl und die Intensität der durch Beugung entstandenen Teilstrahlen beeinflusst werden. Auch durch die Art des Gitters (z.B. Linien- oder Kreuzgitter) lassen sich Anzahl und Lage der Beugungsordnungen, sprich die der Teilstrahlen variieren. Dadurch wird eine Änderung der durch Superposition entstehenden Intensitätsverteilung erzielt und folglich die Oberflächentopographie der erhaltenen Strukturen beeinflusst (Abbildung 2.7).

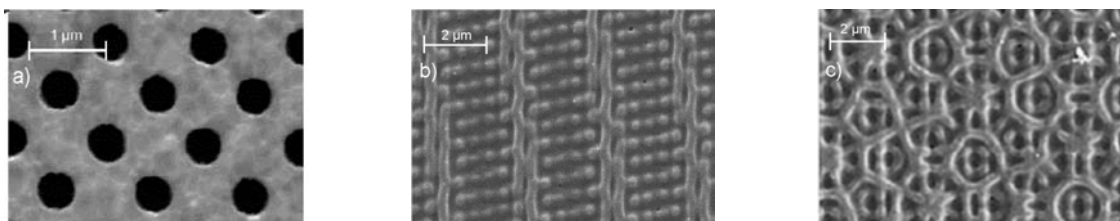


Abbildung 2.7: Vergleich der Oberflächentopographien periodischer Strukturen einer a) 4- (1 Kreuzgitter), b) 6- (1 Kreuz- und 1 Liniengitter) und c) 8-Strahl-Interferenz (2 Kreuzgitter) [3,7].

Ferner ist laut Klein-Wiele *et al.* [7] durch Variation des Abstands von zwei nacheinander im Strahlengang befindlichen Transmissionsgittern eine Einflussnahme auf die Phasendifferenz zwischen den Teilstrahlen möglich. Da nach dem Superpositionsprinzip eine phasenrichtige Addition der Teilwellen erfolgt, hat die Phasenlage der interferierenden Strahlen ebenfalls einen Einfluss auf das resultierende Intensitätsmuster.

Bei paralleler Anordnung der Beugungsgitter existiert aufgrund gegebener geometrischer Beziehungen (Abbildung 2.8) ein mathematischer Zusammenhang zwischen der Phasendifferenz und dem Gitterabstand. Grundlage hierfür bildet die Überlagerung der beiden Strahlpaare P_1 und P_2 , entstanden durch Beugung an zwei Liniengittern. Strahlenpaar

P_1 entspricht der ± 1 . Beugungsordnung des 1. Gitters. Diese sind nach Beugung am 2. Gitter in der 0. Ordnung wieder zu finden. Das 2. Gitter beugt die 0. Ordnung des 1. Gitters (Punkt B) in ein weiteres Strahlenpaar P_2 (± 1 . Ordnung). Zur Interferenz, und somit zur Ablation der Oberfläche tragen nur diese beiden Strahlenpaare bei (Vier-Strahl-Interferenz), alle weiteren Ordnungen werden durch das Schwarzschild-Objektiv ausgeblendet.

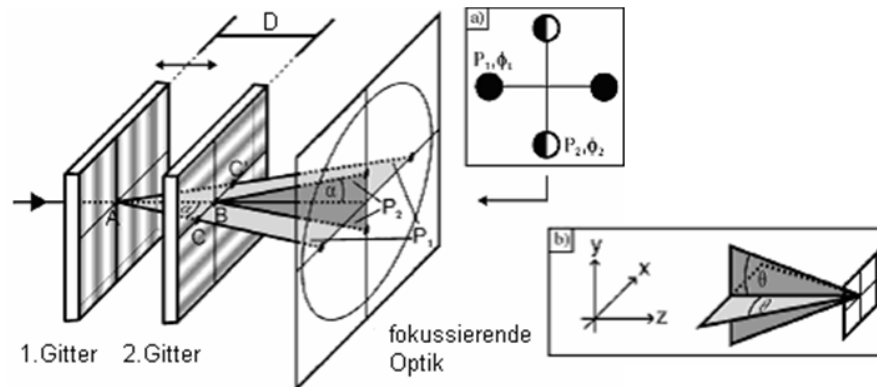


Abbildung 2.8: Aufbau zur Variation der Phasendifferenz interferierender Strahlen bei der 4-Strahl-Interferenz [7]. Strahlkonfiguration gesehen a) entlang der optischen Achse und b) nach der Abbildungsoptik.

Aus der Abbildung 2.8 wird ersichtlich, dass aufgrund des Abstands D zwischen den beiden Gittern das Strahlenpaar P_1 beim Erreichen des 2. Gitters einen optischen Wegunterschied ΔL (dies entspricht einer Phasendifferenz von $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$) zur 0. Ordnung, und folglich zu dem am Gitter 2 entstehenden Strahlenpaar P_2 aufweist. Es ergibt sich somit aus dem Abstand D und dem bekannten Beugungswinkel α (Gln. (2.12)) die Phasendifferenz zwischen den beiden Strahlenpaaren wie folgt [7]:

$$\Delta\phi = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \Delta L = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot D \cdot \left(\frac{1}{\cos \alpha} - 1 \right) \quad (2.13)$$

Der in Gln. (2.13) beschriebene mathematische Zusammenhang zwischen dem Gitterabstand D und der Phasendifferenz $\Delta\phi$ der interferierenden Strahlenpaare ist in Abbildung 2.9 grafisch dargestellt. Aus der Grafik wird ersichtlich, dass zur Änderung der relativen Phasenlage die Bewegung eines Gitters im Bereich weniger mm ausreichend ist. Durch den Einfluss des Beugungswinkel in Gln. (2.13) ist der Abstand der Gitter für eine konstante Phasendifferenz und Wellenlänge lediglich von der Gitterkonstante abhängig. Dies wird aus den unterschiedlichen Anstiegen der beiden Geraden ersichtlich. Demzufolge

nimmt die Abstandsänderung ΔD zur Änderung der relativen Phasenlage $\Delta\phi$ mit steigender Gitterkonstante zu. Ursache ist die geringere Wegdifferenz (folg. Phasendifferenz) zwischen der 0. und der 1. Beugungsordnung infolge des mit steigender Gitterkonstante kleiner werdenden Beugungswinkels.

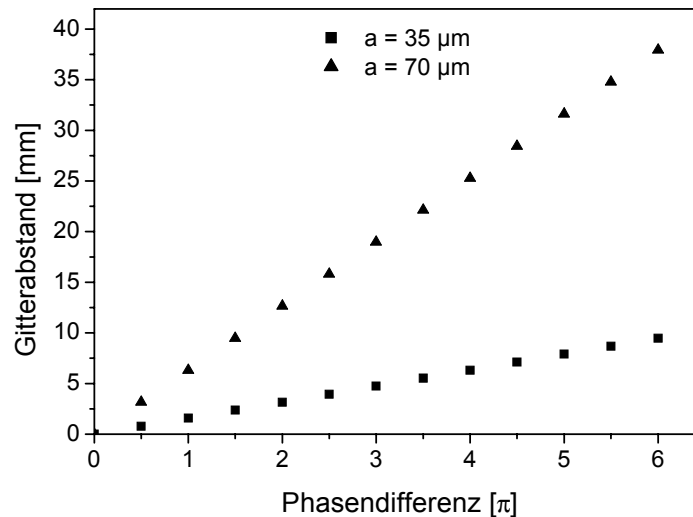


Abbildung 2.9: Abhängigkeit der Phasendifferenz $\Delta\phi$ vom Abstand D der beiden Gitter für verschiedene Gitterkonstanten ($\lambda=775 \text{ nm}$; 2 AG).

Bei der Verwendung von Phasengittern, bei denen die 0. Ordnung unterdrückt wird, kann mit dieser Methode keine Phasendifferenz zwischen den Strahlenpaaren erzielt werden.

2.3 Ergebnis-Simulation periodischer Strukturen als Folge der Strahlinterferenz

Die aus der Interferenz der Teilstrahlen resultierende Intensitätsverteilung an der Oberfläche eines bestrahlten Festkörpers wurde in Abhängigkeit der genannten Parameter (Phase, Intensität, Lage der Teilstrahlen) nach den in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Berechnungsgrundlagen numerisch berechnet und simuliertⁱ (Abbildung 2.10).

ⁱ Die Berechnung und Simulation erfolgte in *Mathcad*.

Generierung der beteiligten Wellen mit definierten Eigenschaften

- Wellenlänge
- Intensität
- Strahlage
- Phasenlage



Phasenrichtige Addition aller beteiligten Wellen nach dem Superpositionsprinzip (Gln. (2.7))



Ergebnis: resultierende Welle mit den Eigenschaften aller beteiligten Wellen



Berechnung der stationären Intensitätsverteilung durch Bildung des zeitgemittelten Betragsquadrat der resultierenden Welle (Gln. (2.9))



Ergebnisdarstellung der stationären Intensitätsverteilung an der Oberfläche

Abbildung 2.10: *Schrittfolge zur Simulation der aus der Überlagerung von Teilwellen resultierenden Intensitätsverteilung an der Oberfläche eines Festkörpers.*

Die Simulation der Strukturierungsergebnisse für die verwendeten Materialklassen (Bulk-Material bzw. Schichtsystem) wurde durch die Verknüpfung der berechneten Intensitätsverteilung mit dem Materialabtragsverhalten (Abschnitt 2.1.2) ermöglicht. Grundlage dafür bildet die für einen Materialabtrag notwendige Schwellwertüberschreitung. Wird der Schwellwert in den Intensitätsmaxima erreicht bzw. überschritten, folgt für ein Bulk-Material ein logarithmisches Abtragsverhalten in die Tiefe nach Gln. (2.5). Für ein Schichtsystem wurde beim Erreichen des Schwellwerts der vollständige Abtrag der Schicht bis auf das Trägermaterial angenommen. Begründet werden kann diese Herangehensweise mit der, im Vergleich zu der Schicht, sehr viel höheren Schwellfluenz des Trägermaterials. Dieser Schwellwert wurde mit der eingestrahlten Laserfluenz nicht erreicht, so dass ein Abtrag des Trägermaterials ausgeschlossen werden konnte. Unterhalb des Schwellwerts findet keine Materialablation statt (Abbildung 2.11).

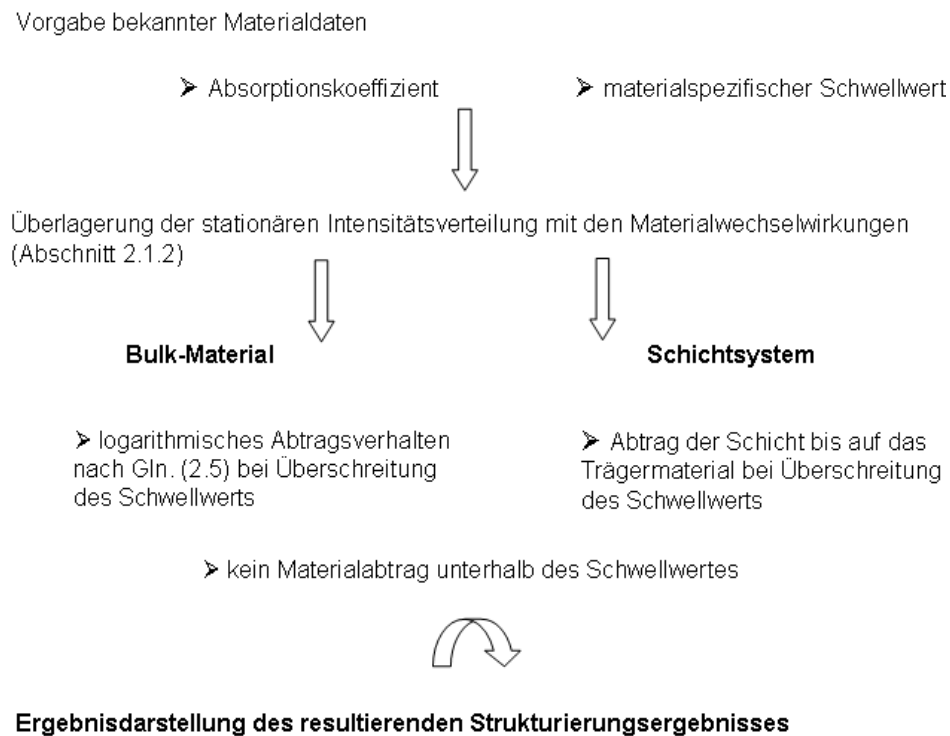


Abbildung 2.11: Schrittfolge zur Simulation der Strukturierungsergebnisse durch Überlagerung der Intensitätsverteilung mit den Materialabtragsverhalten für verschiedene Materialsysteme.

Zur Veranschaulichung sollen im Folgenden (Abbildung 2.12) die Simulationsergebnisse für das Beispiel der 2-Strahl-Interferenz dargestellt werden. Für die numerische Berechnung (Simulation) der resultierenden Intensitätsverteilung wurden zum Vergleich die selben Parameter wie für die analytische Berechnung (Abschnitt 2.2.1) gewählt. Das numerisch berechnete Intensitätsprofil stimmte mit dem analytisch ermittelten Profil in Abbildung 2.2 überein. Es ergab sich für beide Ergebnisse in der grafischen Darstellung das gleiche Intensitätsmuster.

Die Verknüpfung des Intensitätsprofils mit dem von der eingestrahlten Laserfluenz abhängigen Materialabtrag erfolgt unter den bereits erwähnten Bedingungen (Laserablation = Schwellprozess). Daraus folgend nimmt der Abtrag in die Tiefe mit steigender Intensität zu. Kennzeichnend dafür sind wachsende Strukturtiefen und Grabenbreiten. Bei der Bearbeitung mit einer Laserfluenz knapp oberhalb der Schwellfluenz kommt es somit nur zur Ablation durch die „Intensitätsspitzen“. Die Gräben der erzielten Strukturen werden schmaler und flacher.

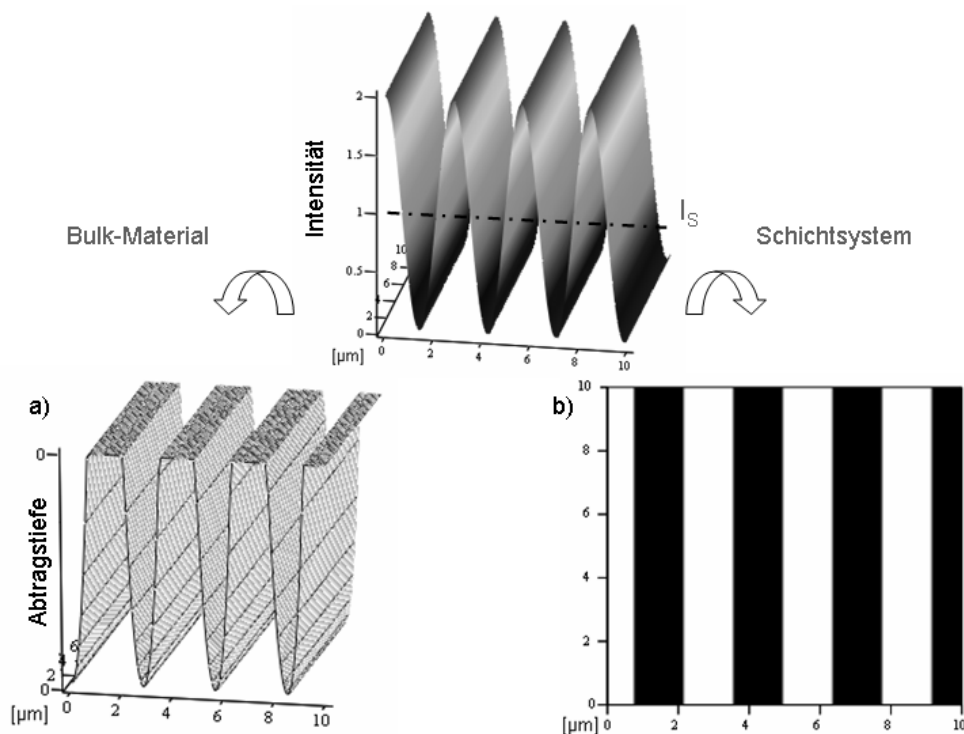


Abbildung 2.12: Simulationsergebnis für die Verknüpfung der Intensitätsverteilung einer 2-Strahl-Interferenz mit dem Abtragsverhalten eines a) Bulk-Materials und b) eines Schichtsystems (helle Stege kennzeichnen das Trägermaterial) unter Einzelpuls-Bearbeitung.

Genutzt werden kann dieses Programm für die Simulation der Strukturierungsergebnisse bei Verwendung von Amplitudengittern. Die Anwendung von Phasengittern ist mit einer sich ändernden Strahlkonfiguration verbunden (Abschnitt 4.2.2). Dies hat zur Folge, dass die Definition und Beschreibung der einzelnen Wellen, speziell deren Lage, mit dem vorliegenden Programm nicht erfasst werden können. Ferner können mit diesem Programm die Strukturiefen für die Mehrpulsbearbeitung von Bulk-Material nicht simuliert werden, da die Wechselwirkungen einer komplex geformten Welle (Intensitätsmuster) mit einer unebenen Oberfläche (periodische Struktur) keinen gleichförmigen Abtrag (laut Gl. (2.5)) in die Tiefe zur Folge haben, wodurch die genauen Strukturiefen nicht ermittelt werden können.

Die Simulationsergebnisse wurden den experimentell beobachteten Oberflächentopographien gegenübergestellt (Kapitel 4). Da die Simulation der Strukturierungsergebnisse für eine Einzelpulsbearbeitung möglich war, die Strukturierung im Experimentellen jedoch unter Mehrpulsbearbeitung erfolgte, werden lediglich die berechneten Intensitätsprofile mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

3 Experimentelle Voraussetzungen

3.1 Versuchsaufbau

Grundlage für den experimentellen Aufbau war die Versuchsanordnung von Klein-Wiele *et al.* [7] aus Abbildung 2.8. Hierbei wurde der Strahl eines fs-Lasers auf die parallele Anordnung zweier Transmissionsgitter gelenkt.

3.1.1 Femtosekundenlaser-Workstation

Zur Verwirklichung dieses Versuchsaufbaus stand eine fs-Laser-Workstation Micropulse FS-150-1 der *3D-Micromac GmbH* zur Verfügung. Eine detaillierte schematische Darstellung des Strahlenverlaufes ist in Abbildung 3.1 zu finden.

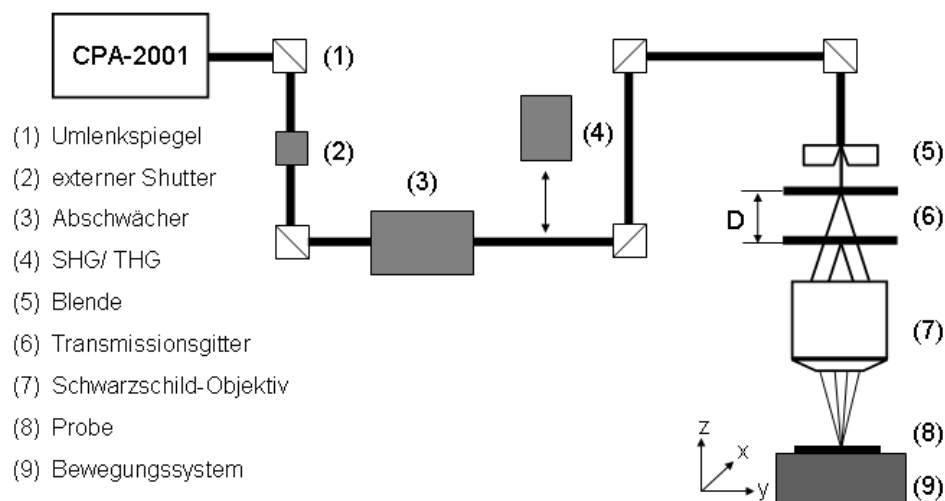


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus mit 2 Transmissionsgittern.

Die Laserquelle dieser Workstation ist ein Ti:Saphir-Laser (CPA-2001) der Firma *Clark-MXR, Inc.*, dessen wichtigsten Daten in Tabelle 3.1 zu finden sind.

Tabelle 3.1: Technische Daten der Laserquelle CPA 2001 [18]

LASERSYSTEM CPA-2001	Grundwellenlänge	SHG	THG
Wellenlänge	775 nm	388 nm	258 nm
Pulsenergie	1000 μ J	250 μ J	100 μ J
Pulsdauer	120 fs – 5 ps		
Repetitionsrate	1 kHz		
Polarisation	linear, horizontal		
Modenverteilung	$M^2 < 1,5$		

Bei dem CPA-2001 Laser handelt es sich um ein vollständig integriertes Ti:Saphir Verstärker Lasersystem, welches nach der „Chirped Pulse Amplification“ (CPA) Methode arbeitet (Abbildung 3.2).

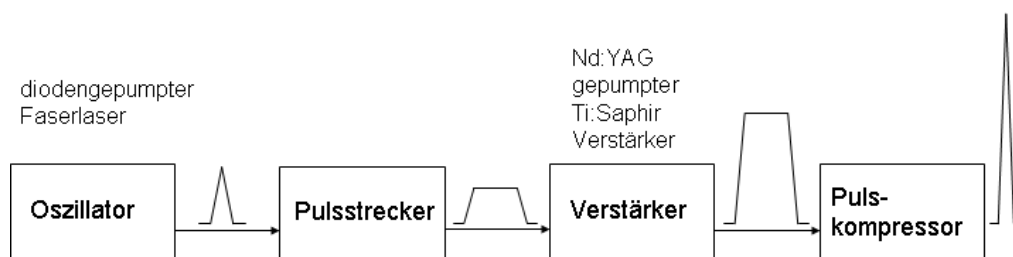


Abbildung 3.2: Prinzip der Chirped Pulse Amplification (CPA).

Die Erzeugung der ultrakurzen Pulse findet in einem diodengepumpten moden-gekoppelten Faserlaser statt. Zum Schutz der optischen Elemente im Resonator werden die Pulse vor der Verstärkung gestreckt. Dadurch können zu hohe Pulsspitzenleistungen vermieden werden. Die anschließende Verstärkung der Laserpulse erfolgt mittels eines Ti:Saphir Verstärker-Resonators, welcher durch einen internen frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser gepumpt wird. Eine nachfolgende Pulscompression führt zu den gewünschten ultrakurzen Pulsen mit den typischen hohen Pulsspitzenleistungen [18]. Die Entstehung ultrakurzer Pulse und die Funktionsweise des Ti:Saphir Verstärkers sind ausführlich in der Literatur [18] beschrieben und werden im Rahmen dieser Arbeit nicht näher betrachtet.

Nach Austritt der Strahlung wird diese über einen Spiegel auf den Bearbeitungstisch gelenkt und zusätzlich mit Hilfe eines externen mechanischen Shutters gesteuert. Zur Regelung der Laserstrahlleistung durchläuft diese im Anschluss einen dielektrischen Polarisator (Abschwächer), der durch Drehung die Laserleistung in einem Bereich von 5-90 % regulierbar macht [18]. Abbildung 3.3a zeigt die resultierende Abhängigkeit der Laserleistung in Bezug auf die Stellung des Abschwächers. Die Messung wurde mit einem

Leistungsmessgerät durchgeführt, demzufolge wurde die mittlere Leistung (über alle Pulse), nicht die Pulsspitzenleistung ermittelt. Über die bekannte Pulswiederholfrequenz f_{Rep} (Repetitionsrate) lässt sich daraus die Pulsenergie bestimmen ($E_{\text{Puls}} = P_{\text{mitt}} / f_{\text{Rep}}$), aus welcher der Begriff der Energiedichte, der bei gepulsten Lasern üblich ist, folgt. Die Pulsspitzenleistung kann aus der Pulsenergie und der Pulsdauer berechnet werden ($P_{\text{Puls}} = E_{\text{Puls}} / \tau$).

Die Laserleistung des CPA-2001 weist annähernd eine Gauß-Verteilung auf, bei der das Maximum im Mittelpunkt des Strahles zu finden ist. Das in Abbildung 3.3b aufgeführte Strahlprofil wurde mit der Spalttechnik aufgenommen. Dabei wurde ein sehr schmaler Spalt durch den Laserstrahl geführt und die transmittierte Strahlungsleistung in bestimmten Intervallen detektiert.

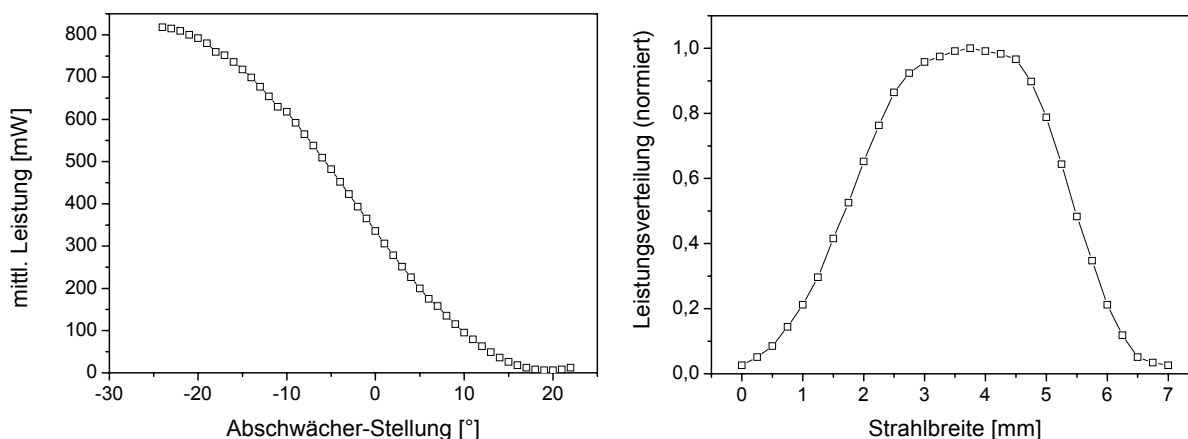


Abbildung 3.3: a) Verhalten der Laserleistung in Abhängigkeit der Stellung des Abschwächers und b) Strahlprofil des unfokussierten Laserstrahls (normiert)

Zur Realisierung einer nahezu konstanten Energieverteilung wurde nach dem Abschwächer eine Blende (quadratische Blende: 1 mm; Kreisblende: Ø 2 mm) in den Strahlengang gebracht, welche den Strahldurchmesser reduzierte. Die Abweichung vom Maximalwert beträgt in diesem Bereich ca. 8 %, so dass die Annahme einer annähernd konstanten Energie gerechtfertigt ist. Aufgrund der Blendengröße sowie durch zusätzliche Beugungserscheinungen entstanden an dieser Stelle große Leistungsverluste, so dass unter Verwendung der quadratischen Blende lediglich 7 %, bei der Kreisblende 22 % der Ausgangsleistung zur Verfügung standen.

Im Anschluss daran wird die Laserstrahlung über eine Anordnung von Spiegeln bis hin zu den Transmissionsgittern geführt. Die an den Gittern durch Beugung entstandenen Teilstrahlen werden über ein Objektiv auf der Probenoberfläche zur Überlagerung gebracht. Die Probe befindet sich auf einem x-y-z-Tisch, wodurch eine präzise Positionierung in x- und

y-Richtung sowie des Abstandes der Probe (z-Richtung) zum Objektiv ermöglicht wird. Die Parameter für dieses Bewegungssystem sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Tabelle 3.2: *Parameter des Bewegungssystems [18]*

Bewegungssystem	<i>x</i>	<i>y</i>	<i>z</i>
Verfahrbereich	200 mm	200 mm	10 mm
Genauigkeit	0,5 μm		
max. theoretische Beschleunigung	10 m/ s ²		
max. theoretische Geschwindigkeit	90 mm/ s		

Die Ansteuerung des Bewegungssystems und die Drehung des Abschwächers werden über den Einsatz der Software „CNC-tool“ ermöglicht. Ferner werden darüber der interne und externe Shutter sowie der Laser kontrolliert.

3.1.2 Transmissionsgitter-Halter

Da der Abstand der beiden Gitter eine entscheidende Rolle für die entstehenden Oberflächenprofile (siehe 2.2.3) spielt, muss dieser exakt einzustellen sein. Diese Aufgabe wurde entsprechend Abbildung 3.4 gelöst.

Die Halterung für das 2. Transmissionsgitter befindet sich auf einem Hebetisch, der die Einstellung des Abstandes D zum 1. Gitter regulierbar macht. Dies ermöglicht die im Abschnitt 2.2.3 beschriebene Einstellung der Phasendifferenz zwischen den 2 interferierenden Strahlenpaaren. Ergänzend dazu kann das 2. Gitter um die z-Achse gedreht werden. Somit besteht die Möglichkeit, den Einfluss der Lage der beiden Gitter (Gitterlinien) zueinander zu untersuchen. In diesen Fall wird die in Abbildung 2.8a dargestellte orthogonale Strahlkonfiguration je nach Stellung der 2 Gitter variieren.

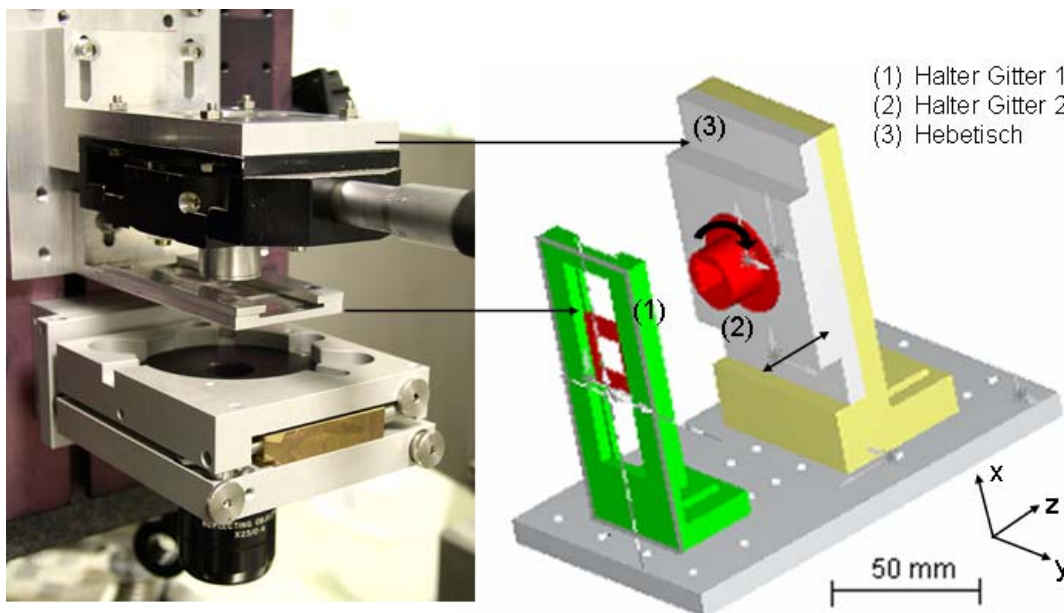


Abbildung 3.4: Fotografie und Konstruktionsentwurf für die Halterung der beiden Transmissionsgitter (Koordinaten stimmen mit denen des Bewegungssystems überein).

3.1.3 Objektive

Nach Durchgang der Strahlung durch die Transmissionsgitter sollen die durch Beugung entstandenen Strahlen (± 1 . Beugungsordnungen) auf der Probenoberfläche zur Interferenz gebracht werden. Des Weiteren ist eine Bündelung der Teilstrahlen notwendig, da nur so die zur Materialbearbeitung erforderlichen Energiedichten (Abtragsschwelle) erzielt werden können. Hierzu wurden für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche zwei Linsenobjektive sowie ein Schwarzschild-Reflexionsobjektiv von *Coherent* genutzt. Letzteres zeichnet sich durch eine hohe Transmission sowie geringe Abbildungsfehler aus und bietet dadurch einige wesentliche Vorteile im Vergleich zu der Verwendung von Linsen bzw. Linsenobjektiven. Durch geeignete Wahl der Krümmungsradien des konvexen und konkaven Spiegels (Abbildung 3.5), sowie deren Abstand zueinander können laut Herstellerangaben drei der monochromatischen Aberrationen (Seidelsche Abbildungsfehler) korrigiert werden. Dazu gehören die sphärische Aberration (Öffnungsfehler), Koma und Astigmatismus. Ferner ist das Objektiv frei von chromatischer Aberration, da die Strahlführung durch Reflexion an spiegelnden Flächen und nicht durch Brechung erfolgt. Dies spielt aufgrund des großen Frequenzspektrums sehr kurzer Laserpulse eine wichtige Rolle und verschafft somit einen Vorzug gegenüber den Linsen. Einen weiteren Vorteil stellt die relativ große numerische Apertur NA dar, wodurch mit diesem Objektiv eine sehr gute Auflösung erzielt werden kann.

Die NA bestimmt den maximalen Winkel $\theta_{\max}$ unter dem die Teilstrahlen interferieren können (Interferenzwinkel), und somit laut Gln. (2.11) die minimale Strukturgröße $d_{\min}$. Definiert ist die NA wie folgt [14]:

$$NA = n \cdot \sin \theta_{\max} \quad (3.1)$$

n : Brechzahl

Somit ergibt sich für das Schwarzschild-Objektiv bei Bearbeitung mit der Grundwellenlänge ($\lambda = 775 \text{ nm}$) die minimal erzielbare Strukturperiode zu $d_{\min} = 968 \text{ nm}$ ($\theta_{\max} = 23^\circ$). Dabei ist zu beachten, dass aufgrund der lateralen Ausdehnung der Teilstrahlen (Durchmesser, Strahldivergenz) nicht die maximale numerische Apertur erreicht werden kann.

Für die Verwendung von Beugungsgittern bestimmen der Beugungswinkel α und die genutzte Objektivvergrößerung den Interferenzwinkel [3]:

$$\theta = V \cdot \alpha \quad (3.2)$$

Die Vergrößerung lässt sich laut Abbildungsgleichung aus der Brennweite des Objektivs f und der Gegenstandsweite g , welche für diesen Fall dem Abstand des 1. Gitters entspricht, berechnen [14]:

$$V = \frac{f}{f - g} \quad (3.3)$$

In Tabelle 3.3 sind wesentliche Eigenschaften des Schwarzschild-Objektivs aufgelistet. Die genauen Daten für die beiden Linsenobjektive lagen nicht vor. Deshalb musste der Winkel der interferierenden Strahlen und die Vergrößerung über geometrische Beziehungen bestimmt werden.

Tabelle 3.3: Eigenschaften des Reflexions-Objektivs 25-0514 von Coherent

numerische Apertur	0,4
Zentralabschattung [%]	16,7
Spiegeldurchmesser (konvex) [mm]	6,3
Arbeitsabstand [mm]	14,5
Brennweite [mm]	8

Die Zentralabschattung des Schwarzschild-Objektivs wurde in der vorgestellten Versuchsanordnung genutzt, um die 0. Ordnung auszublenden und stellte somit keinen Nachteil dar. Zur Untersuchung des Einfluss der 0. Beugungsordnung wurden Linsenobjektive verschiedener Vergrößerung eingesetzt.

3.2 Transmissionsgitter

3.2.1 Berechnung der Gitterperiode

Ausschlaggebend für die Berechnung der benötigten Gitterkonstanten der Amplituden- und Phasengitter war, dass nur die ± 1 . Beugungsordnung auf den konvexen Spiegel des Objektivs treffen soll. Somit ergab sich über geometrische Betrachtungen (Abbildung 3.5) aus Gln. (2.12) für einen senkrechten Strahleneinfall die gesuchte Gitterkonstante a zu:

$$a = \frac{\lambda}{\sin\left(\arctan\left(\frac{s}{l}\right)\right)} \quad (3.4)$$

s : Auftreffpunkt der ± 1 . Ordnung l : Arbeitsabstand

Für die Berechnung wurde die Annahme getroffen, dass rund 57 % der Fläche des konvexen Spiegels genutzt werden können. Nicht genutzt werden der zentrale Bereich (Zentralabschattung) sowie der äußere Rand des Spiegels. Hinzu kommt die vorhandene laterale Ausdehnung der Strahlen.

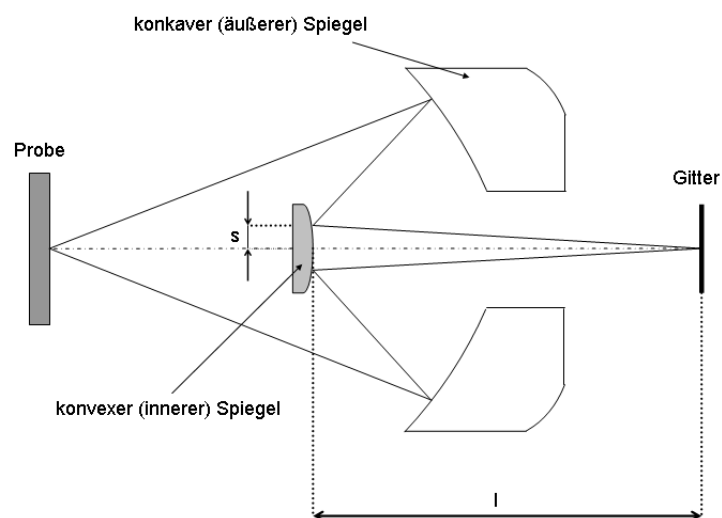


Abbildung 3.5: Strahlenverlauf der ± 1 . Beugungsordnung und geometrische Beziehungen im Schwarzschild-Objektiv.

Die sich aus Gln. (3.4) ergebenden Gitterkonstanten sind in Abbildung 3.6 für einen Arbeitsabstand von 120 mm grafisch dargestellt. Zulässige Gitterkonstanten sind diese, bei denen sich Beugungswinkel im Bereich des minimal und maximal möglichen Winkels ergeben. Nur in diesem Fall ist gewährleistet, dass die ± 1 . Beugungsordnung auf den konvexen Spiegel treffen.

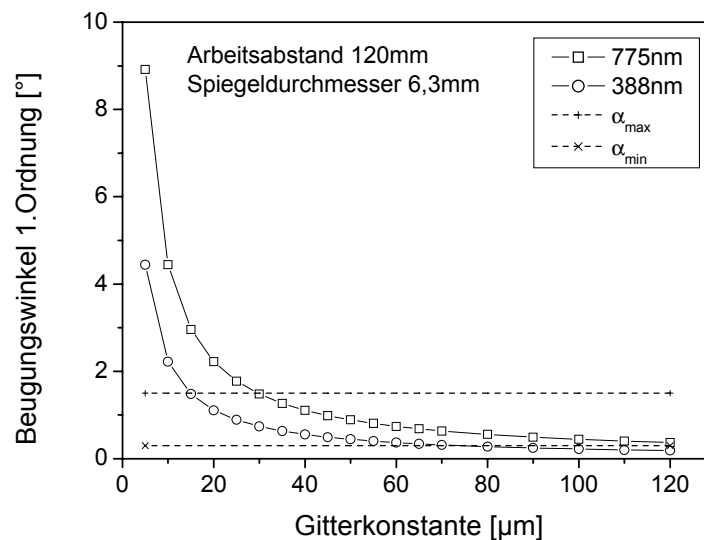


Abbildung 3.6: *Beugungswinkel der 1. Ordnung in Abhängigkeit der Gitterkonstante sowie die berechneten Grenzwinkel des Objektivs innerhalb denen alle Gitterkonstanten genutzt werden können.*

3.2.2 Berechnung der Grabentiefe von Phasengittern

Wie bereits im Abschnitt 2.2.3 beschrieben, beruht die Wirkung der Phasengitter auf periodisch wechselnden Bereichen unterschiedlicher optischer Weglängen. Der dadurch hervorgerufene Gangunterschied ΔL zwischen den Teilstrahlen benachbarter Gitterstege führt zu einer Phasendifferenz $\Delta\phi$. Somit ist die Phasendifferenz der Lichtwellen von der Grabentiefe h_G und dem Brechungsindex n des Gittermaterials abhängig (Abbildung 3.7). Sie definiert sich über die genannten Größen wie folgtⁱ [14]:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot h_G \cdot (n-1) \quad (3.5)$$

n : Brechzahl des Gittermaterials

ⁱ Gültig für Gitter gegen Luft ($n_{\text{Luft}} = 1$).

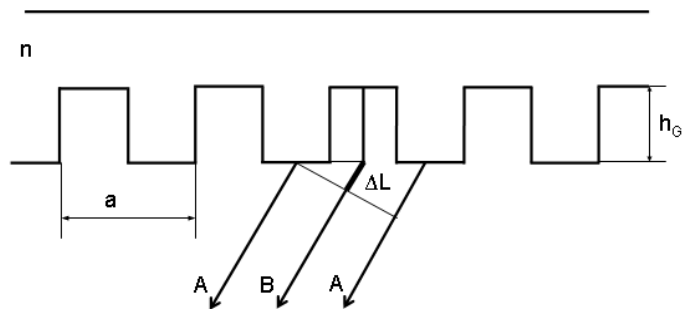


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung eines Transmissions-Phasengitters mit Höhenstruktur (in Luft).

Es wird deutlich, dass durch Variation der Grabentiefe die Differenz der optischen Weglängen und dadurch die Phasendifferenz verändert wird, und somit Einfluss auf die Intensität von Beugungsmaxima bzw. –minima genommen werden kann. Abbildung 3.8 zeigt eine solche Intensitätsverteilung eines Transmissions-Phasengitters in Abhängigkeit von der Grabentiefe für verschiedene Beugungsordnungen.

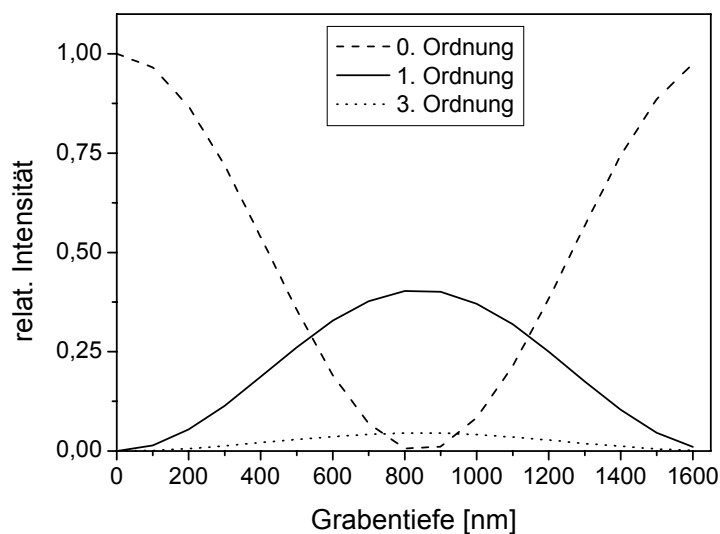


Abbildung 3.8: Relative Intensitätsverteilung eines Rechteck-Phasengitters für verschiedene Grabentiefen (gleiches Steg-Graben-Verhältnis; $\lambda = 775 \text{ nm}$; $n = 1,46$; [19]). Das Maximum der 1. Ordnung liegt bei einer Grabentiefe von 842 nm.

Die Grabentiefe der im Rahmen dieser Arbeit angefertigten Phasengitter wurde so gewählt, dass die 0. Beugungsordnung unterdrückt wird. Für diesen Fall wird die Intensität in die für den Versuchsaufbau wichtigen höheren (ersten) Ordnungen gebeugt. Soll das Maximum nullter Ordnung im Beugungsbild verschwinden, so muss der Gangunterschied

zwischen zwei benachbarten Strahlen (A und B) $\Delta L = \lambda/2$ betragen, woraus sich eine Phasendifferenz von π ergibt. Mit dieser Annahme folgt aus Gln. (3.4) die gesuchte Tiefe h_G :

$$h_G = \frac{\lambda}{2 \cdot (n - 1)} \quad (3.6)$$

Nach Gln. (3.6) liegt die zum Ausblenden der 0. Beugungsordnung notwendige Grabentiefe in der Größenordnung der Wellenlänge des verwendeten Lichtes. Für die Verwendung von Quarzglas als Gittermaterial mit einem Brechungsindex von $n = 1,46$ ergaben sich $h = 842 \text{ nm}$ als optimale Tiefe für die Grundwellenlänge $\lambda = 775 \text{ nm}$, und $h = 421 \text{ nm}$ für die Wellenlänge von $\lambda = 388 \text{ nm}$.

3.2.3 Herstellung der Beugungsgitter

3.2.3.1 Maskenherstellung

Für die Herstellung der Transmissionsgitter wurde im ersten Arbeitsschritt eine Maske angefertigt, die im Anschluss für die photolithographische Herstellung der Amplituden- bzw. Phasengitter genutzt wurde.

Ausgangsmaterial für die Maske waren mit Chrom und Photolack ganzflächig beschichtete Quarzwafer. Mittels Laserdirektstrukturierung wurden die gewünschten Strukturen direkt geschrieben. Diese bestanden aus einer Anordnung von 12 Quadraten (je $15 \text{ mm}^2 \times 15 \text{ mm}^2$), in denen sich auf einer Fläche von $5 \text{ mm}^2 \times 5 \text{ mm}^2$ das eigentliche Gitter befand (Abbildung 3.9). Für die Strukturierung wurde der Photolack mit dem Excimerlaser bis auf wenige nm ablatiertⁱ. Im Anschluss daran wurden die Lackreste in den Strukturen (Gräben) mittels Sauerstoff-Plasma entfernt, so dass nachfolgend an diesen Stellen das Chrom nasschemisch geätzt werden konnte. Nach der Entfernung des restlichen Photolacks lag ein Chromgitter auf Quarz vor.

ⁱ Zur Vermeidung von Schmelzperlen sollte der Abtrag bis zur Chromschicht verhindert werden.

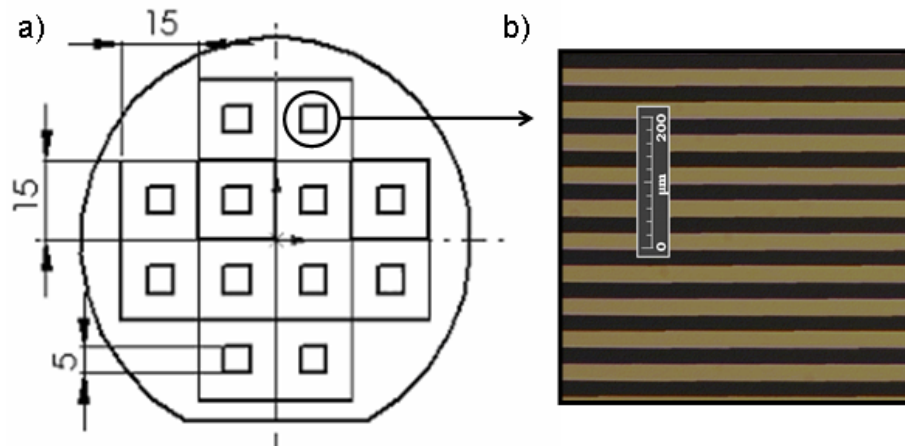


Abbildung 3.9: a) Schematische Darstellung einer laserstrukturierten Maske mit 12 Gittern auf einem 3" Wafer und b) Durchlichtmikroskopische Aufnahme einer Gitterstruktur der Maske

3.2.3.2 Gitterherstellung

Die vorgefertigte Maske wurde im folgenden Arbeitsschritt photolithographisch auf einen chrombeschichteten Quarzwafer (Chromschicht ca. 50 nm) übertragen. Der dafür nötige Prozessablauf soll im Anschluss kurz zusammengefasst werden. Eine schematische Darstellung der einzelnen Schritte ist in der Abbildung 3.10 zu finden.

1. Aufbringen des Haftvermittlers (HMDS) und Belackung

Angelagertes Wasser auf der Waferoberfläche (Feuchtigkeit in der Umgebungsluft) verringert die Haftung des Photolacks. Aus diesem Grund wurde vor der Belackung ein Haftvermittler aufgebracht, welcher unter Bildung von Ammoniak den Wasserstoff entfernt und somit die Haftung des Lackes auf der Chromschicht verbessert. Die darauf folgende Belackung mit Positivlack *mA-P 1205* erfolgte typischerweise durch Schleuderbeschichtung auf einem drehbaren Teller mit Vakuumsaugung. Die Drehzahlen lagen bei 3000 Umdrehungen/min, dies ergab bei gegebener Viskosität eine Photolackschicht von ca. 600 nm. Zur Stabilisierung der Lackschicht folgte ein kurzes Ausheizen bei 100°C zur teilweisen Verdampfung der Lösungsmittel und des Wassers.

2. Belichtung und Entwicklung

Für die Belichtung kam eine Belichtungsanlage ausgestattet mit einer Quecksilberdampflampe (UV-Strahlung) zum Einsatz, mit welcher der Wafer über die

vorgefertigte Maske zwischen 1,6 und 2 s belichtet wurde. Über die Dauer der Belichtung werden die Strukturbreiten beeinflusst. Im Falle einer Überbelichtung verkleinern sich die unbelichteten Lackstege, und somit die darunter liegenden Strukturen (Gitterstege). Bei der Verwendung von Positivlack werden die belichteten Stellen löslich, und können anschließend mit Hilfe einer Entwicklerlösung entfernt werden. Die Dauer im Entwicklerbad betrug meist 30 s, jedoch war zum Teil eine Nachentwicklung erforderlich.

3. Nasschemisches Ätzen

Nach der Entwicklung der belichteten Resiststellen wurde der strukturierte Photolack durch nasschemisches Ätzen in die darunter liegende Chromschicht übertragen. Die Ätzzeiten lagen bei 60 s, allerdings war auch hier teilweise ein Nachätzen notwendig. Da das nasschemische Ätzen ein isotroper Ätzprozess ist, muss darauf geachtet werden, dass ein Unterätzen der Maskenstruktur die Gitterstege ebenfalls (vgl. der Belichtung) verkleinert.

4a. Lackentfernung, Sägen und Endreinigung der Amplitudengitter

Für die Herstellung der *Amplitudengitter* wurde anschließend der restliche Photolack mit einer starken Ätzlösung (Remover) entfernt. Die Gitter wurden nach dem Sägen im Ultraschallbad gereinigt, wenn nötig mit Aceton behandelt und trocken geschleudert.

4b. Ionenstrahlätzen der Phasengitter

Die Herstellung der *Phasengitter* erforderte zusätzlich eine Tiefenätzung (gewünschter Tiefe h_G) mittels reaktiven Ionenstrahlätzen zur Übertragung der Strukturen in das Quarz. Zum Schutz der Strukturen geschah dies vor der Lackentfernung. Als reaktives Gas wurde CHF_3 gewählt, typisch für das Ätzen (Trockenätzverfahren) von SiO_2 . Die Ionenstromdichte auf der Probe betrug ca. $200 \mu A/cm^2$. Die Tiefeneinstellung erfolgte über die Regelung der Ätzzeit.

5. Lackentfernung, Sägen und Endreinigung der Phasengitter

Im Anschluss daran folgte die Lackentfernung (vgl. Arbeitsschritt 4a), sowie die Entfernung der restlichen Chromschicht durch nasschemisches Ätzen. Die Endreinigung nach dem Sägen erforderte eine zusätzliche Behandlung im Sauerstoff-Plasma, da die Lackschicht durch die Bearbeitung in der Ätzanlage weiter ausgehärtet wurde.

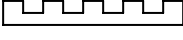
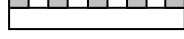
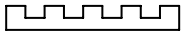
Prozessschritte	Amplitudengitter	Phasengitter
1. Quarzwafer mit • Chrom (ca. 50 nm) • Haftvermittler • Photolack (ca. 600 nm)		
2. Belichtung (Positivlack) über vorgefertigte Maske und Entwicklung		
3. nasschemisches Ätzen der freiliegenden Chromstellen		
4. Ionenstrahltiefenätzen	entfällt	
5. Lackentfernung		
6. nasschemisches Ätzen der verbliebenen Chromstege	entfällt	
7. Sägen und Endreinigung		

Abbildung 3.10: Prozessablaufschemata zur lithographischen Herstellung von Amplituden- und Phasengittern über eine laserdirektstrukturierte Chromgitter-Maske.

3.2.4 Herstellungsbedingte Fehler

Das im vorangegangenen Abschnitt beschriebene lithographische Herstellungsverfahren besteht aus einer Vielzahl an Prozessschritten, bei denen Fehler und Grenzen der Verfahren die Qualität der Beugungsgitter beeinflussen können. Eine bereits fehlerhafte Maske wirkt sich auf das ganze Herstellungsverfahren aus, da Beschädigungen (Abbildung 3.11), Maskenversatz oder falsche Steg-Graben-Verhältnisse, sprich die Qualität der Maske, im selben Maße auf die herzustellenden Gitter übertragen werden.

Zu lange Belichtungszeiten, inhomogene Ausleuchtung der Maske sowie Fehler in der Maske selbst führen zu einem unkorrekten Übertrag der Strukturen (Steg-Graben-Verhältnis). Des Weiteren treten Unregelmäßigkeiten bei dem nasschemischen Ätzvorgang

auf, da die Reaktion nicht gleichzeitig über der gesamten Waferfläche stattfindet. Die strukturierte Fläche ($5 \times 5 \text{ mm}^2$) wurde jedoch recht groß im Vergleich zu dem Laserfleck gewählt, so dass die Möglichkeit bestand grobe Gitterfehler zu übergehen, indem für die Versuche eine fehlerfreie Stelle genutzt wurde.

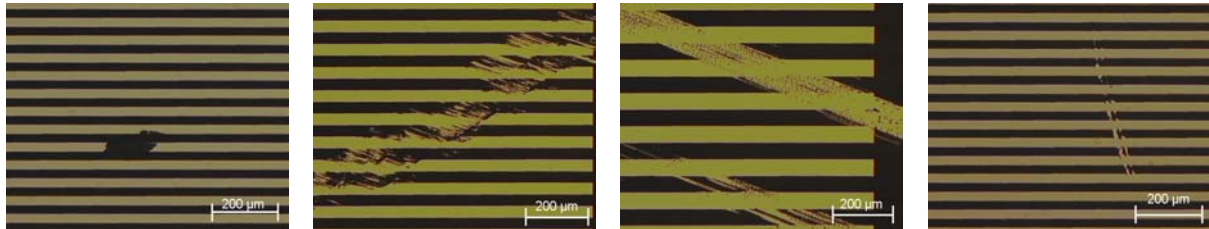


Abbildung 3.11: Lichtmikroskopische Aufnahmen einer fehlerhaften laserstrukturierten Maske.

Eine weitere Fehlerquelle ist die Einstellung der optimalen Grabentiefe in der Ionenstrahlanlage bei der Herstellung der Phasengitter (3.2.2). Hier treten bis zu 5 % Abweichung vom Zielwert auf. Ursachen hierfür liegen bei dem Verfahren selbst. So beeinflussen Ätzprofile der Ionenstrahltechnik, Inhomogenität der Ionenstromdichte über die Waferfläche, etc. den homogenen Abtrag in die Tiefe. Auch in diesen Fällen wurden für die Versuche lediglich die Gitter genutzt, welche eine Grabentiefe nahe dem Zielwert aufwiesen.

3.3 Definition der Prozessparameter

Die Experimente zur periodischen Strukturierung mittels Laserinterferenztechnik erfolgten unter Variation der Fluenz und Pulsanzahl, um den Einfluss dieser Prozessparameter auf die Form des Ablationsprofils zu untersuchen. Für die Bestimmung der vorhandenen Energiedichten wurde über Maskenprojektion (Blende = Maske) die bestrahlte Fläche auf der Probe berechnet. Hierbei spielen die Größe der Blende und das Abbildungsverhältnis eine Rolle. Die Energiebestimmung erfolgte experimentell, über Messung der Intensitäten der ± 1 . Beugungsordnungen (nach dem Objektiv). Hierbei wurden bei einem Phasengitter 22 % der auf das Gitter treffenden Intensität in die 1. Ordnung gebeugt. Theoretisch sollten dies 40 % (Abbildung 3.8) sein. Die Abweichung der Grabentiefe der Phasengitter von dem theoretischen Wert bzw. die Linienbreite der einfallenden Laserstrahlung (fs-Puls) führt dazu, dass die 0. Beugungsordnung nicht vollständig ausgelöscht und die in die 1. Ordnung gebeugte Intensität verringert wird. Die verwendeten Amplitudengitter beugten lediglich 3 % der einfallenden Intensität in die erste Ordnung. Ursache dafür könnten veränderte Steg-Graben-Verhältnisse sowie eine ungenügende Qualität der Beugungsgitter sein (Randrauigkeiten).

Die aus der Größe der bestrahlten Fläche und der Intensität der Beugungsordnung ermittelte Fluenz entspricht einer mittleren Fluenz über der gesamten bearbeiteten Oberfläche. Bei der Überlagerung von mehreren Teilstrahlen ergibt sich jedoch eine sinusförmige Intensitätsverteilung, wodurch die Intensitätsmaxima nicht diesen berechneten Wert aufweisen. Für das Beispiel einer 2-Strahl-Interferenz bedeutet dies, dass bei vollständiger Auslöschung der Intensität in den Minima, die Intensitätsmaxima den doppelten Wert der mittleren Fluenz aufweisen.

Der Einfluss der Pulsanzahl und damit verbundene Inkubationseffekte wurden mittels verschiedenen Mehrpulsexperimenten ($N = 5, 10, 50, 100$) bei einer Pulswiederholfrequenz von $f_{Rep} = 1 \text{ kHz}$ untersucht. Die Pulsdauer wurde nicht verändert, sie lag für alle Versuche bei $\tau = 120 \text{ fs}$, somit ergab sich die Pulslänge zu $I_P = 36 \text{ } \mu\text{m}$. Die Bearbeitungswellenlänge betrug $\lambda = 775 \text{ nm}$ (Grundwellenlänge). Die Untersuchungen wurden an *Luft* durchgeführt, da der Bearbeitungsprozess relativ einfach im Hinblick auf die industrielle Anwendung sein sollte.

3.4 Oberflächenanalytische Verfahren

Die Auswahl der jeweiligen Analysemethode hängt von den Eigenschaften der bearbeiteten Werkstoffe, dem benötigten Auflösungsvermögen und nicht zuletzt von der wissenschaftlichen Zielstellung ab. Da sich die vorliegende Arbeit hauptsächlich mit der Erzeugung und Beeinflussung periodischer Strukturen befasst, wurden ausschließlich bildgebende Verfahren zur Charakterisierung der Mikrostrukturen genutzt. Die zusätzlich durchgeführte Elementanalyse (EDX) an den Siliziumproben diente zur Untersuchung chemischer Oberflächenveränderungen in Folge der Laserbestrahlung.

Eine Methode zur optischen Visualisierung der laserstrukturierten Bearbeitungsfläche ist die *Rasterelektronenmikroskopie* (REM). Die dafür notwendige elektrische Leitfähigkeit der Proben wurde von den untersuchten Silizium- und Aluminiumproben erfüllt, so dass an dieser Stelle keine zusätzliche Präparation erforderlich war. Die REM gibt mit einer hohen Ortsauflösung (laterale Auflösung ca. 100 nm) und Vergrößerung die Topografie und Morphologie der periodischen Strukturen wieder und ermöglicht zusätzlich eine Bestimmung der Gitterperiode. Für die Bildentstehung werden die durch Elektronenstrahlanregung aus der Probe austretenden niederenergetischen Sekundärelektronen (SE) genutzt. Die Auflösung ist bei leichten Elementen wie Silizium und Aluminium geringer. Ursache hierfür ist das größere Anregungsvolumen, und das damit verbundene größere Austrittsgebiet der direkten Sekundärelektronen. Bei der qualitativen Elementanalyse (EDX) wird die Auflösung ebenfalls durch den Anregungsbereich des Elektronenstrahls, folglich das Austrittsgebiet der

Röntgenquanten bestimmt. Auch in diesem Fall sinkt die Auflösung bei leichteren Elementen, sie beträgt wenige μm . Die Informationstiefe liegt bei ca. 2 μm .

Ein Verfahren zur quantitativen Vermessung der Topographie (Gitterperiode, Rauigkeit) hinreichend reflektierender Oberflächen stellt das *Interferenzmikroskop* (*Micromap 512, Atos GmbH*) dar. Das Prinzip eines solchen Weißlicht-Interferometers beruht auf der mathematischen Analyse eines durch Überlagerung von Teilstrahlen (Probenoberfläche und Referenzfläche) entstandenen Interferogramms. Der Strahlengang gleicht dem eines Auflichtmikroskops, jedoch mit einem Interferenzobjektivⁱ anstelle des Linsenobjektivs. Die Höhenauflösung (im Phase-Modus) beträgt weniger 0,02 nm bei einem Messbereich bis 100 μm , die laterale Auflösung ist 0,5 μm .

Eine exaktere quantitative Bestimmung der Oberflächenprofile (Grabentiefe- und Breite) ermöglicht die *Atomkraftmikroskopie* (AFM). Dies ist eine sehr empfindliche Messmethode, welche durch „Abtasten“ der Probenoberfläche die Topographie mit einer hohen lateralen und vertikalen Auflösung (wenige nm) als quantitatives Höhenprofil wiedergibt. Die Messungen wurden im Tapping-Mode durchgeführt, eine Non-Contact Betriebsart, in welcher der Cantilever nahe seiner Eigenfrequenz (300 kHz) schwingt. Die Annäherung an die Oberfläche und die damit verbundenen Kräftewirkungen verringern die Schwingungsamplitude, woraus auf Höhenunterschiede der Oberfläche geschlossen werden kann. Die untere laterale Messgrenze wird durch die Spitzengeometrie vorgegeben. Die verwendete Silizium-Spitze (*Olympus AC 160 TS*) weist einen Radius kleiner 10 nm auf und einen Seitenflankenwinkel von 72° (Front: 80° und Rückseite: 65°). Der Messfehler der Lateraldimension beträgt maximal 2%. Die Höhenauflösung liegt bei ca. 0,1 nm.

ⁱ Dieses stellt je nach Objektivvergrößerung ein Mireau- (10x, 20x, 50x) oder Linnik-Interferometer (100x) dar und liefert die Referenzebene.

4 Ergebnisse und Diskussion

4.1 Ablationsverhalten der Materialien unter fs-Puls-Bearbeitung

Zu Beginn sollen kurz die Eigenschaften der verwendeten Materialien bei der Bearbeitung mit fs-Pulsen erläutert. Ferner wurden die Abtragsschwellen nach der im Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Methode bestimmt.

Zu den verwendeten Materialien gehören kommerzielle *Siliziumwafer* <100> einer Dicke von 365 μm sowie eine 50 nm *Aluminium-Dünnschicht* auf Glassubstrat (1 mm).

4.1.1 Silizium

Für die Beschreibung der Materialeigenschaften und Wechselwirkungen mit fs-Pulsen muss bei Silizium die Einzelpuls- bzw. Mehrpulsbearbeitung unterschieden werden. Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf eine Mehrpulsbearbeitung, da die Einzelpulsbearbeitung bei der Strukturierung von Silizium keine Anwendung fand.

Bei der Bearbeitung von Silizium muss darauf geachtet werden, dass aufgrund spezifischer Materialeigenschaften und Phänomene die Qualität der Ergebnisse hinsichtlich der Rauigkeit stark beeinflusst wird. Ursache hierfür sind mit steigender Laserfluenz morphologische Oberflächenveränderungen wie Oxidation, Amorphisierung, Rekristallisation sowie Blasenbildung, welche zeitlich versetzt zu dem Laserpuls ablaufen. Des Weiteren kommt es bei der Mehrpulsbearbeitung zur Entstehung von Ripples, Mikrosäulen und Kratern, den sogenannten selbstorganisierenden Strukturen [15].

Das Phänomen der Ripple-Bildung (Abbildung 4.1a) wurde in der Literatur bereits mehrfach beschrieben [2,15], dennoch konnte die Entstehungsursache noch nicht genau geklärt werden. Eine mögliche Begründung ist bei Bonse *et al.* [15] zu finden. Hier spricht die Theorie von einer Interferenz zwischen der einfallenden Welle und einer durch Streuung erzeugten Oberflächen-Welle, wodurch eine periodische Modulation der Intensität erfolgt. Die Ausrichtung dieser selbstorganisierenden periodischen Strukturen liegt senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldvektors der einfallenden Strahlung. Des Weiteren treten die

Ripples für moderate ($N > 5$) Pulsanzahlen auf und zeigen eine laterale Periode im Bereich der Bearbeitungswellenlänge [15].

Mit steigender Pulsanzahl setzt die Bildung und das Wachstum von Mikrosäulen (siehe Abbildung 4.1b,c) ein, welche sogar über die ursprüngliche Probenoberfläche herausragen können. Laut [15] ist eine bestimmte Pulsanzahl notwendig, um diesen Wachstumsprozess zu initiieren. Ferner weisen die Mikrosäulen eine starke Abhängigkeit von der Umgebung auf. So begünstigt eine sauerstoffreiche Atmosphäre deren Entstehung, in Vakuum oder Stickstoffatmosphäre kann die Mikrosäulenbildung dagegen vermindert werden [15].

Eine Erklärung der physikalischen Vorgänge und Hintergründe der Entstehung selbstorganisierender Strukturen soll nicht erfolgen. Zu finden sind diese in den Arbeiten von Bonse *et al.* [2,15].

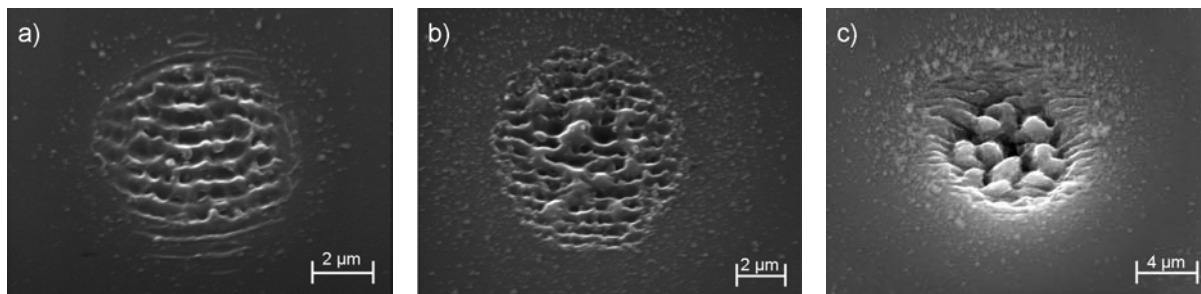


Abbildung 4.1: Morphologische Eigenschaften von Silizium $\langle 100 \rangle$ bei der Mehrpulsbearbeitung mit fs-Pulsen ($F = 1,3 \text{ J/cm}^2$; Gaußprofil) a) $N = 8$, Beginn der Ripple-Bildung, b) $N = 20$ und c) $N = 1000$ Beginn der Mikrosäulenbildung (REM).

Laut Literatur [2] liegt für die Mehrpulsbearbeitung von Silizium in einem Pulsbereich von 5 fs und 400 fs die Avalanche-Ionisation als dominierender Zerstörungs-Mechanismus vor. Die Schwellfluenz für die Materialablation wird mit $F_s = 0,2 \text{ J/cm}^2$ (Mehrpulsbearbeitung; $\lambda = 800 \text{ nm}$) angegeben.

Die experimentelle Bestimmung der Schwellwerte erfolgte im Rahmen dieser Diplomarbeit für die Mehrpulsbearbeitung für $N = 100$. Eine quantitative Auswertung der ermittelten Schädigungsdurchmesser in Abhängigkeit der Laserfluenz ergibt der in Abbildung 4.1 dargestellte Verlauf. Abweichungen der Messwerte von dem linearen Verlauf sind u.a. auf Abweichungen des Strahlprofils von einem idealen Gaußprofil zurückzuführen. Diese treten speziell bei hohen Pulsenergien (bzw. Laserfluenzen) auf. Aus diesem Grunde wurde für die Schwellwertbestimmung der Energiebereich zwischen $1 \mu\text{J} - 100 \mu\text{J}$ gewählt. Innerhalb dieser Pulsenergien sind die Abweichungen minimal. Die Schädigungsdurchmesser wurden mit dem Weißlicht-Interferometer bestimmt.

Die ermittelten Schwellwerte sind neben der Grafik aufgelistet. Die Bestimmung der Schwellfluenz für die Einzelpulsbearbeitung erfolgte in Anlehnung an Gln. (2.4), da vorhandene Inkubationseffekte bei Silizium aus der Literatur [2] bekannt waren. Der materialabhängige Akkumulationsparameter wurde aus der Literaturquelle [2] übernommen, in der ξ zu 0,84 ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $\tau = 130 \text{ fs}$, Si <111>) bestimmt wurde.

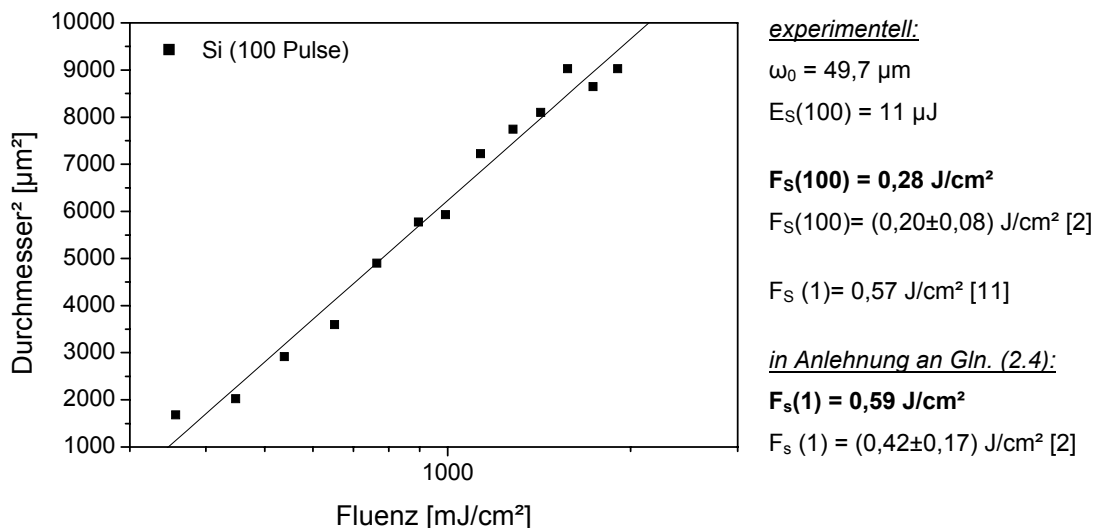


Abbildung 4.2: Abhängigkeit des quadrierten Schädigungsdurchmessers von der eingestrahnten Laserfluenz und ermittelte Schwellwerte für Silizium <100> für Einzel- bzw. Mehrpulsbearbeitung.

Die experimentell bestimmten Schwellwerte zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Literaturwerten. Schwankungen sind durch Abweichungen der Messwerte von dem linearen Verlauf sowie Messungenauigkeiten (laterale Auflösung) begründet.

Für die Ablationsschwelle wird in der Literatur [15] keine Abhängigkeit von der Dotierung der Proben angegeben. Die für die Versuche verwendeten Siliziumwafer waren p-leitend (Bor-dotiert) und wiesen eine Dotierungskonzentration von etwa 10^{18} Fremdatomen je cm^3 auf. Schichtdickenmessungen mittels Weißlicht-Interferometrie (über Datenbankabgleich) ergaben eine ca. 6 nm dicke native Oxidschicht auf den Waferoberflächen.

4.1.2 Aluminium-Dünnschicht

Im Gegensatz zu der Ablation von Silizium entstehen bei der Bearbeitung der Aluminium-Dünnschicht keine der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen selbstorganisierenden Strukturen. Ursache dafür könnte die geringe Schichtdicke sein, wodurch es zu einem selektiven Schichtabtrag kommt.

Die Herstellung der Aluminium-Dünnschichten erfolgte mittels HF-Kathodenzerstäubung in einer *Leybold-Heraeus Z-400* Anlage. Diese Beschichtungstechnik bietet den Vorteil einer höheren Schichtqualität (Reinheit, Struktur) im Vergleich zu Aufdampfverfahren. Die erzielte Schichtdicke betrug ca. 50 nm auf einem 1 mm dicken, handelsüblichen Glasobjektträger. Mit RMS-Werten unter 2 nm (Anhang A) wiesen die Schichten sehr gute Oberflächenqualitäten auf, so dass die Qualität der Bearbeitung davon nicht wesentlich beeinträchtigt wird.

Die Schwellfluenz liegt laut [10] für ein Aluminium Bulk-Material bei $0,4 \text{ J/cm}^2$ ($\lambda = 800 \text{ nm}$, $\tau = 130 \text{ fs}$). Experimentell bestimmt wurden die Abtragsschwellen für eine 100 nm Aluminium-Schicht. Die erhöhte Schichtdicke sollte gewährleisten, dass der erste Puls nicht bereits einen vollständigen Materialabtrag bis auf das Trägermaterial (Glas) zur Folge hat (speziell für die Ermittlung der Mehrpulsschwelle). Die Schwellfluenz von Glas ($F_s(1) = 3,7 \text{ J/cm}^2$; Quarzglas; [20]) wird mit der eingestrahnten Laserfluenz nicht erreicht, so dass der Abtrag des Trägermaterials ausgeschlossen werden kann. Die Darstellungen der experimentell ermittelten Schädigungsdurchmesser in Abhängigkeit der Laserfluenz sind für die Einzelpuls- und Mehrpulsbearbeitung in der folgenden Abbildung zu sehen. Der Akkumulationsparameter ist für die Aluminiumschicht nicht ermittelt worden. Demzufolge ist die Berechnung der Mehrpulsschwelle nach Gl. (2.4) aufgrund der unbekannten Materialkonstante ξ nicht möglich gewesen.

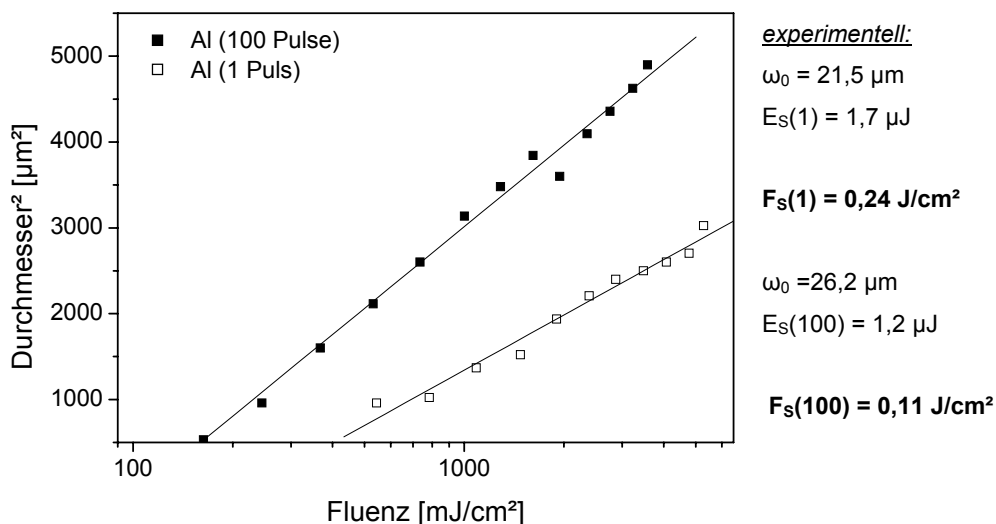


Abbildung 4.3: Abhängigkeit der quadrierten Schädigungsdurchmesser von der eingestrahnten Laserfluenz und ermittelte Schwellwerte für eine 100 nm Aluminiumschicht für Einzelpuls- bzw. Mehrpulsbearbeitung.

Der deutliche Unterschied zwischen der ermittelten Einzelpuls- bzw. Mehrpulschwelle ist mit Inkubationseffekten zu begründen. Die Abweichungen der ermittelten Schwellwerte von dem Literaturwert sind darauf zurückzuführen, dass sich die Abtragsschwelle in der Literatur auf ein Bulk-Material bezieht. Infolge geänderter Materialeigenschaften dünner Schichten sind die Ablationsschwellen für ein Schichtmaterial unterhalb des Schwellwertes für ein Bulk-Material zu erwarten.

Die experimentell ermittelte Einzelpulsschwelle für die Aluminiumschicht ist annähernd doppelt so groß wie die Mehrpulsschwelle für $N = 100$. Dieses Verhältnis ist auch bei den ermittelten Abtragsschwellen für Silizium zu finden. Daraus kann geschlossen werden, dass der Akkumulationsparameter (Gln. (2.4)) der Aluminiumschicht nahezu identisch mit dem von Silizium ist. Er beträgt laut [2] $\xi = 0,84$.

4.2 Einfluss der Eigenschaften der interferierenden Teilstrahlen

4.2.1 Interferenzwinkel

Laut Gln. (2.11) bestimmt der Interferenzwinkel und die Wellenlänge die Periode des Interferenzmusters. Da die Versuche mit einer konstanten Bearbeitungswellenlänge durchgeführt wurden, hat lediglich der Interferenzwinkel einen Einfluss auf die erzielbare Strukturgröße. Nach Gln. (3.2) ist dieser Winkel über den Beugungswinkel, welcher nach Gln. (2.12) von der Gitterkonstante abhängig ist, und die Objektivvergrößerung definiert. Aus diesen mathematischen Zusammenhängen folgt, dass die Variation der Gitterkonstante (Abbildung 4.4) bzw. die Änderung der Vergrößerung der fokussierenden Optik (Abbildung 4.5) eine Änderung des Interferenzwinkels zur Folge haben und folglich über diese Komponenten eine Einflussnahme auf die entstehende Strukturperiode möglich ist.

Der Einfluss der Linienbreite ($\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$) auf die Periode ist kleiner 2 nm und somit vernachlässigbar, da die Auflösung der Messmethoden (REM, Weißlicht-Interferometer) in diesem Fall niedriger als die Variation der Strukturgröße in Folge der Bandbreite ist. Im Rahmen dieser Arbeit wird die über die Zentralwellenlänge nach Gln. (2.11) berechnete Periode als theoretische Strukturperiode (d_{theo}) bezeichnet.

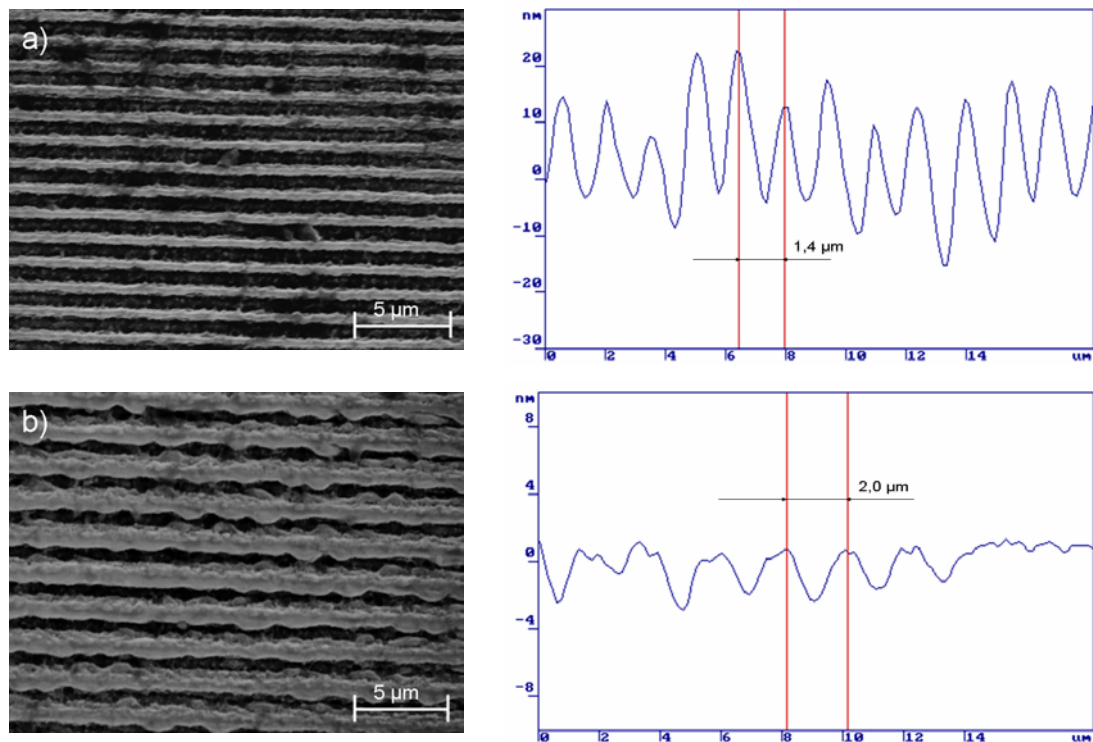


Abbildung 4.4: REM-Aufnahmen und Profilansichten (Interferometer) zur Bestimmung der Strukturperiode einer strukturierten Siliziumprobe unter Variation der Gitterkonstante a) $a_P = 35 \mu\text{m}$ und b) $a_P = 55 \mu\text{m}$ ($F_{\text{mitt}} = 130 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 100$; $V = 1/14$) bei Verwendung des gleichen Objektivs.

Analog Gln. (2.11) nimmt experimentell die Strukturperiode mit steigender Gitterkonstante, sprich mit kleiner werdendem Interferenzwinkel zu. Für die Verwendung eines Phasengitters mit einer Konstante von $a_P = 35 \mu\text{m}$ ($d_{\text{theo}} = 1,27 \mu\text{m}$) und einer Objektivvergrößerung von $V = 1/14$ wurde eine laterale Periode von $d_x = 1,4 \mu\text{m}$ erreicht (Abbildung 4.4a). Wird bei selber Vergrößerung die Gitterkonstante auf $a_P = 55 \mu\text{m}$ ($d_{\text{theo}} = 1,89 \mu\text{m}$) erhöht, ergibt sich eine Strukturperiode von $d_x = 2,0 \mu\text{m}$ (Abbildung 4.4b). Die in den Profilansichten zu erkennende Überstruktur kann mit Inhomogenitäten in der Intensitätsverteilung begründet werden.

Der Einsatz von Linsenobjektiven verschiedener Vergrößerung ermöglichte die Untersuchung der Abhängigkeit der Strukturperiode von der Objektivvergrößerung. Da für die Versuche Phasengitter genutzt wurden, hatte die bei diesen Objektiven fehlende Zentralabschattung keinen negativen Einfluss auf die Versuchsergebnisse. Die Vergrößerung, bestimmt aus dem geometrischen Verhältnis zwischen Interferenzwinkel und dem Abstand der Beugungsordnungen im definierten Abstand nach der Abbildungsebene, betrug $V = 1/7$ bzw. $V = 1/12$.

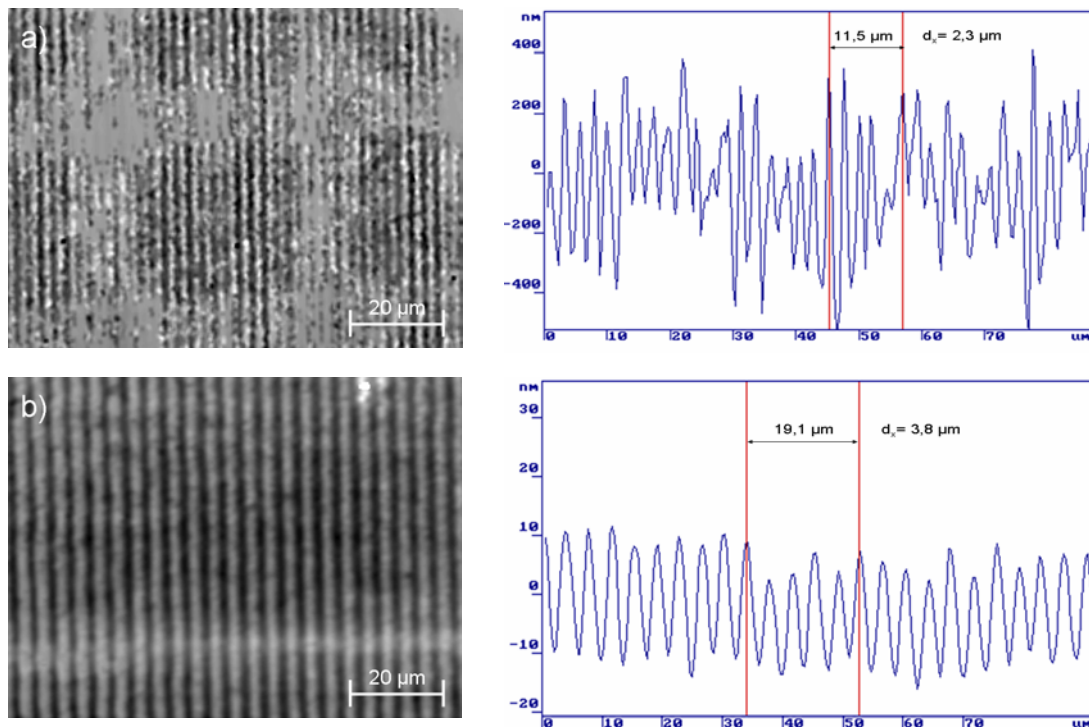


Abbildung 4.5: Interferometrische Aufnahmen und Profilansicht zur Bestimmung der Strukturperiode einer strukturierten Aluminiumschicht unter Variation der Vergrößerung a) $V = 1/12$ und b) $V = 1/7$ ($F_{\text{mitt}} = 370 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 100$; $a_P = 55 \text{ µm}$) bei Verwendung des gleichen Gitters.

Der Einfluss der Objektivvergrößerung auf den Interferenzwinkel und daraus folgend auf die Strukturperiode ohne Änderung der Gitterkonstante ($a_P = 55 \text{ µm}$) wird aus den beiden Abbildungen sichtbar. Unter Verwendung einer Vergrößerung von $V = 1/12$ ergibt sich die Strukturperiode zu $d_x = 2,3 \text{ µm}$ ($d_{\text{theo}} = 2,3 \text{ µm}$) (Abbildung 4.5a). Bei einer geringeren Vergrößerung von $V = 1/7$ wurde eine laterale Periode von $d_x = 3,8 \text{ µm}$ ($d_{\text{theo}} = 3,9 \text{ µm}$) erzielt (Abbildung 4.5b).

Die experimentell erzielten Ergebnisse werden in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der experimentell und theoretisch ermittelten lateralen Strukturperiode für verschiedene Gitterkonstanten und Objektivvergrößerungen

a_P	$1/V$	θ	d_{theo}	d_{exp}
35 µm	14	18°	1,3 µm	1,4 µm
55 µm	14	11°	2,0 µm	2,0 µm
55 µm	12	10°	2,3 µm	2,3 µm
55 µm	7	6°	3,9 µm	3,8 µm

Die untere Auflösungsgrenze ($d_{\min} = 968 \text{ nm}$) der erzielbaren Strukturen, begrenzt durch die numerische Apertur des Objektivs, wurde bereits im Abschnitt 3.1.3 diskutiert. Im Abschnitt 3.2.1 wurde erläutert, dass aufgrund gegebener Parameter (Versuchsaufbau, Objektivdimension, Wellenlänge) nur für bestimmte Gitterkonstanten das Auftreffen der ± 1 . Beugungsordnung auf den konvexen Spiegel gewährleistet werden kann. In Folge dieser Tatsache konnte in den durchgeführten Versuchen die maximale numerische Apertur des Objektivs nicht genutzt, und dadurch die theoretische Auflösungsgrenze nicht erreicht werden. Für die Verwendung des Schwarzschild-Objektivs ergab sich bei einem minimalen Arbeitsabstand $l_{\min} = 120 \text{ mm}$ und einer Vergrößerung von $V = 1/14$ der maximale Interferenzwinkel zu $\theta_{\max} = 18^\circ$ ($a_{A/P} = 35 \text{ }\mu\text{m}$). Die minimal erzielbare Strukturgröße betrug somit $d_{\min} = 1270 \text{ nm}$.

Bei der Strukturierung einer Aluminium-Dünnschicht konnte die diskutierte Auflösungsgrenze unter den gegebenen Bedingungen nahezu erreicht werden (Abbildung 4.6). Die Messung mit dem Weißlicht-Interferometer ergab eine Strukturperiode von $d_x = 1,3 \text{ }\mu\text{m}$. Die Abweichungen von dem theoretischen Wert $d_{\min} = 1,27 \text{ }\mu\text{m}$ kann mit der Messgenauigkeit des Interferometers, lateral $0,5 \text{ }\mu\text{m}$, begründet werden.

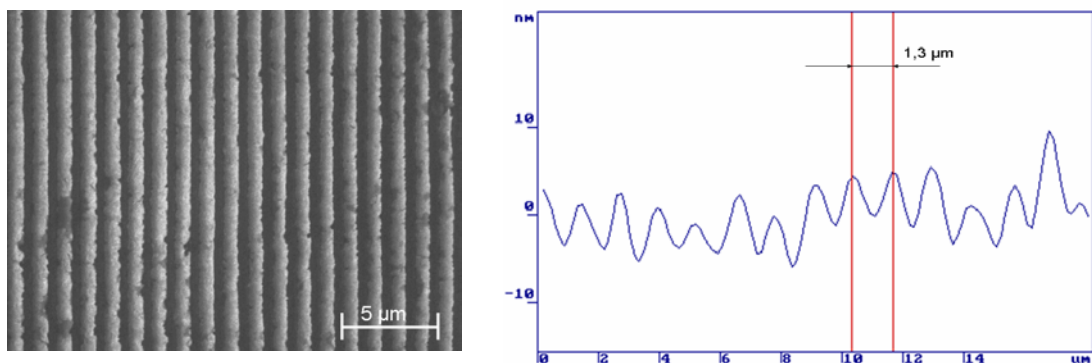


Abbildung 4.6: REM- und Profilaufnahme (Interferometer) zur Bestimmung der Strukturperiode einer strukturierten Aluminiumschicht ($F_{\text{mitt}} = 490 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 5$; $a_P = 35 \text{ }\mu\text{m}$; $V = 1/14$).

4.2.2 Strahlanzahl und Strahlkonfiguration

Die Anzahl der interferierenden Strahlen hat laut [3,7] einen Einfluss auf die erzielbaren Oberflächentopographien (Abschnitt 2.2.3). In Anlehnung an diese Literaturbeispiele wurde die Gitteranzahl (bzw. Anzahl der interferierenden Strahlen) und erweiternd dazu der Gittertyp (Phasen- bzw. Amplitudengitter), welcher die Strahlkonfiguration bestimmt, variiert.

Bei der Beugung an 2 Amplitudengittern entstehen 4 Teilstrahlen, welche zueinander orthogonal konfiguriert sind (Abbildung 2.8). Im Gegensatz dazu entstehen bei der Verwendung von 2 Phasengittern 4 Teilstrahlen paralleler Konfiguration, da die für die Versuche genutzten Phasengitter keine Intensität in die 0. Ordnung beugen (Abschnitt 3.2.2). Die beiden 1. Beugungsordnungen des 1. Gitters werden am 2. Gitter in zwei weitere ± 1 . Ordnungen gebeugt. Die folgende Abbildung veranschaulicht die Strahlverläufe entlang der optischen Achse sowie die Strahlkonfigurationen vor der fokussierenden Optik in Abhängigkeit der Kombination der Gittertypen. Die Gitterlinien der beiden Gitter, unabhängig des Typs, liegen in allen drei Fällen senkrecht zueinander.

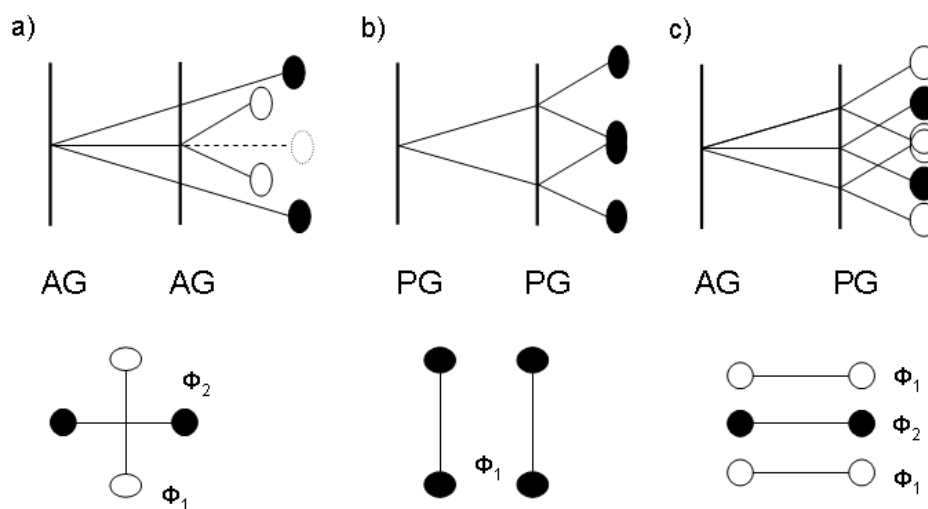


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung des Strahlenverlaufs entlang der optischen Achse und Strahlkonfiguration vor der fokussierenden Optik für a) AG/AG, b) PG/PG und c) AG/PG.

Die Gegenüberstellung der verschiedenen Gitterkombinationen lässt deutlich werden, dass mit Wahl des Gittertyps auch Einfluss auf die Strahlanzahl der entstehenden Teilstrahlen genommen werden kann. Im Falle der Kombination eines Amplituden- mit einem Phasengitter wird der Laserstrahl in maximal 6 Teilstrahlen paralleler Anordnung gebeugt. Die Verwendung zweier Amplitudengitter ermöglicht die Entstehung von 4, ohne Ausblendung der 0. Ordnung von 5 Strahlen einer orthogonalen Anordnung. Bei der Anordnung zweier Phasengitter hingegen ist die Strahlanzahl auf 4 begrenzt, welche analog zu Fall c) eine parallele Konfiguration aufweisen. Somit konnte durch Variation der Gitterzahl und des -typs die Abhängigkeit der Topographie der ablatierten Strukturen von der Strahlanzahl, bzw. von der Konfiguration der interferierenden Teilstrahlen, untersucht werden.

Durchgeführt wurden die Experimente aufgrund der morphologischen Eigenschaften bei der Bearbeitung von Silizium mit fs-Pulsen (Abschnitt 4.1.1) lediglich auf der Aluminium-Dünnschicht.

Zu Beginn wurde der Einfluss der Strahlanzahl auf das Intensitätsmuster bei der Beugung an Phasengittern untersucht. Die Gitterkonstante bei diesen Versuchen betrug $a_p = 55 \mu\text{m}$, die Vergrößerung des verwendeten Linsenobjektivs $V = 1/7$. Die theoretische Strukturperiode ergab sich aus diesen Parametern zu $d_{\text{theo}} = 3,9 \mu\text{m}$. Verglichen wurden die entstehenden Oberflächentopographien einer Zwei-, Drei- und Vier-Strahl-Interferenz. Die vorliegende Strahlkonfiguration ist aus Abbildung 4.7 zu entnehmen. Die Drei-Strahl-Interferenz wurde durch Ausblenden eines Teilstrahls mit Hilfe eines dünnen Drahtes bei der Anordnung von 2 Gittern (4 Teilstrahlen) realisiert.

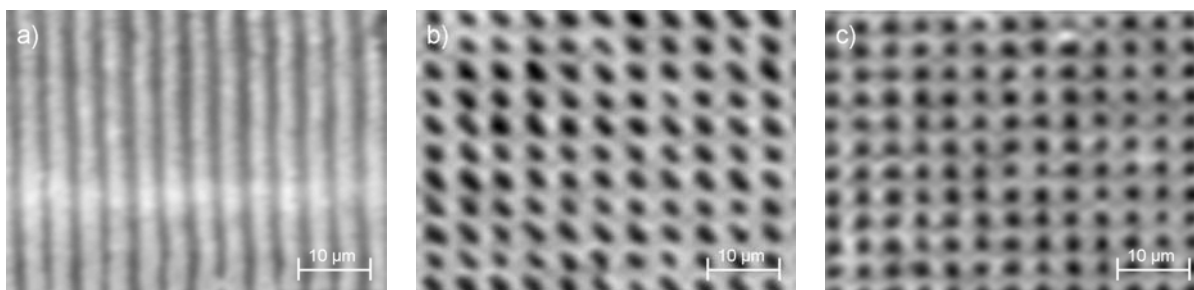


Abbildung 4.8: Vergleich der Oberflächentopographien einer mittels a) 2-, b) 3- und c) 4-Strahl-Interferenz strukturierten Aluminiumschicht unter Verwendung von PG (Interferometer).

Die Änderung der Strukturordnung in Abhängigkeit von der Anzahl der interferierenden Strahlen wird aus den experimentellen Ergebnissen deutlich sichtbar. Zur Veranschaulichung kann die Oberflächentopographie einer Vier-Strahl-Interferenz mit der einer Zwei-Strahl-Interferenz verglichen werden. Wird die Struktur aus Abbildung 4.8a ($d_x = 4,1 \mu\text{m}$) um 90° gedreht und erneut ablatiert, überlagern sich die beiden Strukturmuster zu der in Abbildung 4.8c sichtbaren Oberflächentopographie, deren Periode in beide Richtungen $d_{x/y} = 4,1 \mu\text{m}$ beträgt. Bei der Überlagerung von drei Teilstrahlen (Abbildung 4.8b) ergibt sich ebenfalls in x- sowie in y-Richtung dieselbe Periode ($d_{x/y} = 4,1 \mu\text{m}$), die Strukturen erscheinen jedoch verzerrt. Ursache ist die unsymmetrische Anordnung der Teilstrahlen, welche zu einer ebenfalls unsymmetrischen Intensitätsverteilung führt.

Das Strukturierungsergebnis aus der Anordnung mit zwei Phasengittern (parallele Anordnung) im Vergleich zu der Verwendung von zwei Amplitudengittern (orthogonale Konfiguration) soll den beschriebenen Einfluss der Strahlkonfiguration auf die Oberflächentopographie aufzeigen. In diesem Fall bleibt die Anzahl der interferierenden Strahlen konstant (4 Strahlen), jedoch ändert sich deren Konfiguration (Abbildung 4.7). Das in diesen Versuchen genutzte Linsenobjektiv wies eine Vergrößerung von $V = 1/7$ auf.

Daraus ergibt sich für eine Gitterkonstante $a_{A/P} = 55 \mu\text{m}$ die theoretische Periode zu $d_{\text{theo}} = 1,6 \mu\text{m}$. Der Abstand zwischen den Gittern betrug $D = 0 \text{ mm}$, die Gitterlinien der beiden Gitter waren senkrecht zueinander orientiert. Die Ausrichtung der Gitterlinien erfolgte für die folgenden Abbildungen parallel zu den Bildkanten.

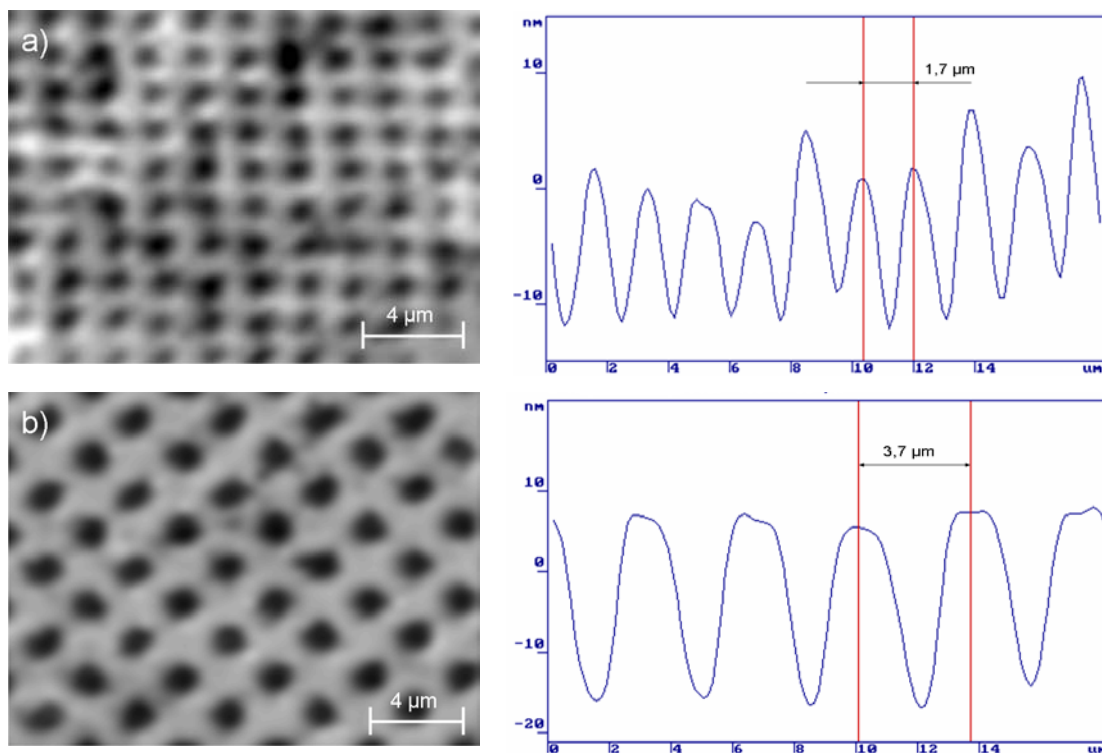


Abbildung 4.9: Vergleich der Oberflächentopographien und Profile (x-Richtung) einer mittels 4-Strahl-Interferenz strukturierten Aluminiumschicht für die Anwendung von a) 2 PG und b) 2 AG (Interferometer).

Trotz gleicher Strahlanzahl ist eine Änderung der Oberflächentopographie mit Änderung der Strahlkonfiguration ersichtlich. Die Interferenz von vier Teilstrahlen führt bei deren paralleler Konfiguration zu einer parallelen Strukturanordnung der Periode $d_{x/y} = 1,7 \mu\text{m}$ (Abbildung 4.9a). Dieser Wert stimmt nahezu mit der theoretisch bestimmten Periode überein. Die orthogonale Konfiguration lässt hingegen eine diagonale Anordnung mit einer Periode von $d_{x/y} = 3,7 \mu\text{m}$ entstehen (Abbildung 4.9b). Dies entspricht ungefähr dem doppelten des theoretischen Wertes.

Abbildung 4.10 zeigt das experimentelle Ergebnis für die Überlagerung von sechs Strahlen paralleler Anordnung, entstanden durch Beugung der Laserstrahlung an einem Amplituden- und einem Phasengitter, deren Gitterlinien senkrecht zueinander orientiert waren. Die Vergrößerung betrug $V = 1/7$. Die theoretische Strukturperiode wurde zu $d_{\text{theo}} = 3,9 \mu\text{m}$ ermittelt.

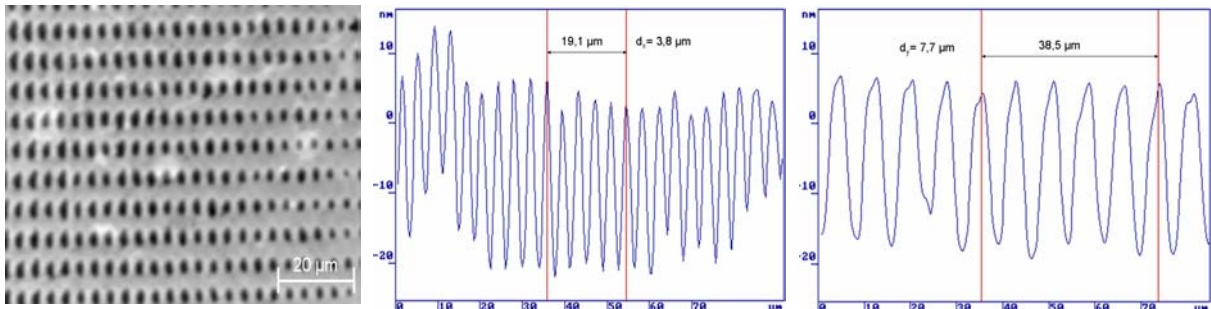


Abbildung 4.10: Oberflächentopographie und Profilansicht (Interferometer) in x-, y-Richtung einer strukturierten Aluminiumschicht für die Kombination AG/ PG bei gleicher Gitterkonstante $a_{A/P} = 55 \mu\text{m}$ (6-Strahl-Interferenz).

Der Vergleich der Oberflächentopographie aus Abbildung 4.10 mit dem Strukturierungsergebnis der Interferenz von 6 Strahlen orthogonaler Konfiguration (Abbildung 2.7b) weist ebenfalls die Abhängigkeit der Musterbildung von der Strahlkonfiguration nach. Experimentell ergibt sich die Periode in y-Richtung $d_y = 7,7 \mu\text{m}$ zu dem doppelten des theoretisch berechneten Wertes. In x-Richtung stimmt die Periode $d_x = 3,8 \mu\text{m}$ nahezu mit dem theoretisch zu erwartendem Wert überein.

Für die Kombination zwei verschiedener Gitterkonstanten in dieser Anordnung wurde das in Abbildung 4.11 dargestellte Ergebnis erzielt. Die Konstante des 1. Gitters betrug $a_A = 55 \mu\text{m}$ ($d_{\text{theo}} = 3,9 \mu\text{m}$) und die des 2. Gitters $a_P = 35 \mu\text{m}$ ($d_{\text{theo}} = 2,5 \mu\text{m}$).

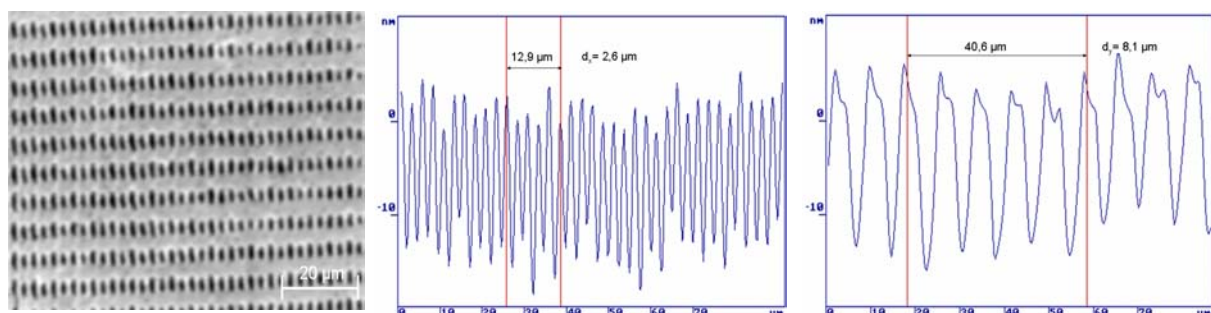


Abbildung 4.11: Oberflächentopographie und Profilansicht (Interferometer) in x-, y-Richtung einer strukturierten Aluminiumschicht für die Kombination AG/ PG mit verschiedenen Gitterkonstanten $a_A = 55 \mu\text{m}$ und $a_P = 35 \mu\text{m}$ (6-Strahl-Interferenz).

Die theoretische Periode, welche sich aus der Konstante des 1. Gitters (AG) ergibt, kehrt doppelt so groß in der Strukturperiode wieder ($d_y = 8,1 \mu\text{m}$). Die Konstante des 2. Gitters (PG) bestimmt die Strukturperiode einfach ($d_x = 2,6 \mu\text{m}$). Dies deckt sich auch mit

der aus Abbildung 4.10 bestimmten Strukturgröße, bei der die ermittelte Periode in y-Richtung ebenfalls dem doppelten des theoretischen Wertes entsprach. Wird dieses Experiment mit der Anordnung von zwei Phasengittern durchgeführt (Abbildung 4.12), analog der Abbildung 4.9a, so entspricht die Strukturperiode mit $d_x = 2,5 \mu\text{m}$ und $d_y = 4,1 \mu\text{m}$ annähernd der theoretisch bestimmten Periode.

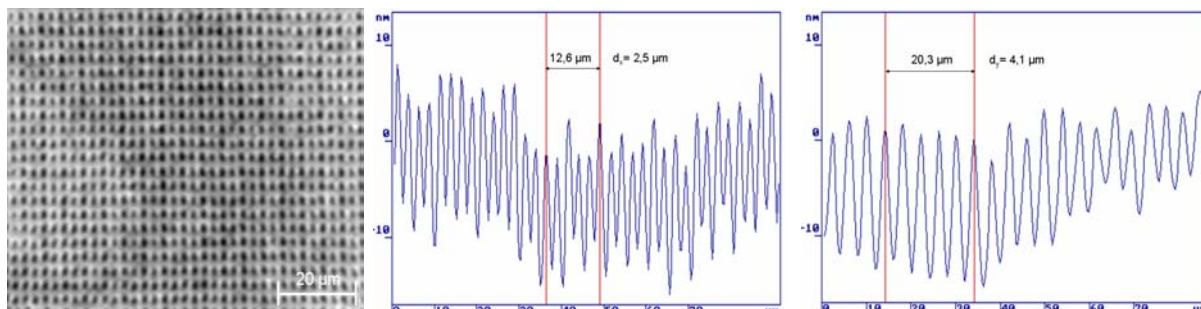


Abbildung 4.12: Oberflächentopographie und Profilsicht (Interferometer) in x-, y-Richtung einer strukturierten Aluminiumschicht für die Kombination PG/PG mit verschiedenen Gitterkonstanten $a_P = 55 \mu\text{m}$ und $a_P = 35 \mu\text{m}$ (4-Strahl-Interferenz).

Parallelen können an dieser Stelle zu den Strukturierungsergebnissen mit zwei Amplitudengittern gezogen werden (Abbildung 4.9b). Für diesen Fall trat ebenfalls in x- und y-Richtung die doppelte Periode des theoretischen Wertes auf, auch wenn eine diagonale Strukturanordnung vorlag. Ursache in der veränderten Strukturanordnung könnte die Strahlkonfiguration sein. Zu beachten ist, dass eine Phasendifferenz zwischen den vier Teilstrahlen zu einer Änderung der Strukturperiode führt. Näheres dazu ist im folgenden Abschnitt beschrieben. Der Vergleich der Ergebnisse mit den Oberflächentopographien einer 5-Strahl-Interferenz weist Ähnlichkeiten in der Strukturanordnung auf (Abbildung 4.18b). Dies kann darauf zurückzuführen sein, dass die 0. Beugungsordnung von dem Phasengitter nicht komplett unterdrückt wird und folglich einen Einfluss auf das resultierende Intensitätsmuster hat.

Die relative Strahlage kann ferner durch Änderung der Lage der Gitterlinien zweier Gitter zueinander beeinflusst werden. In diesem Fall wird die Strahlkonfiguration mit einem Winkel β beaufschlagt. Dies soll anhand der Oberflächentopographien für die Verwendung von zwei Amplitudengittern veranschaulicht werden. Die erzielten Ergebnisse (auf Silizium) und die Simulation der stationären Intensitätsprofile an der Probenoberfläche sind in der Abbildung 4.13 zusammengefasst. Die Gitterkonstante beider Gitter betrug $a_A = 35 \mu\text{m}$, die Vergrößerung $V = 1/14$.

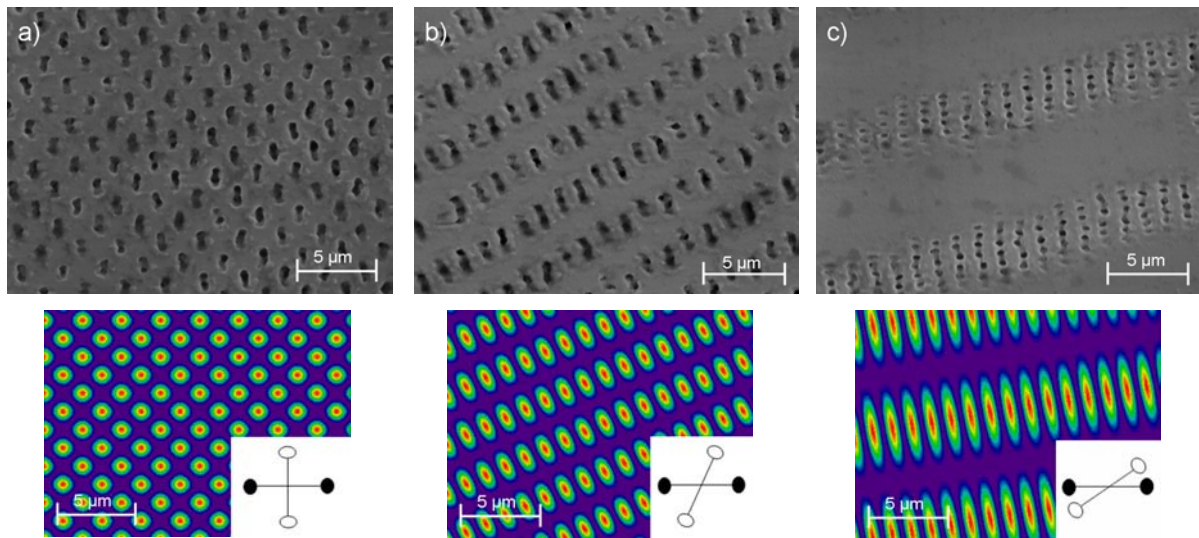


Abbildung 4.13: REM-Aufnahmen einer mittels 4-Strahl-Interferenz strukturierten Siliziumprobe und Simulation der Intensitätsmuster (Flächendiagramm) für a) $\beta = 0^\circ$, b) $\beta = 40^\circ$ und c) $\beta = 70^\circ$ (2 AG).

Die Anordnung der Strukturen ändert sich mit Änderung der relativen Lage der Gitterlinien. Die in Abbildung 4.13b sichtbare Verzerrung der Punktstrukturen zu einer elliptischen Form, welche sich mit größer werdendem Winkel (Abbildung 4.13c) zunehmend in eine Linienstruktur wandelt, deckt sich sehr gut mit den theoretischen Ergebnissen. Verständlich wird diese Formänderung (Punkt $\rightarrow$ Ellipse $\rightarrow$ Linie) unter Betrachtung des Grenzfalles $\beta \rightarrow 90^\circ$. Eine nahezu parallele Ausrichtung ($\beta \approx 90^\circ$) der Gitterlinien zweier Gitter verhält sich äquivalent zu einem Liniengitter, mit der Erzeugung und anschließenden Überlagerung von zwei Teilstrahlen. Dies führt zu einer in x-Richtung periodischen Linienstruktur, die diagonale Punktanordnung der 4-Strahl-Interferenz (2 AG) verschwindet. Nachfolgende Simulationen sollen diese Aussage zusätzlich untermauern. Der Übergang aus der elliptischen Strukturform in eine Linienstruktur wird hieraus deutlich nachvollziehbar.

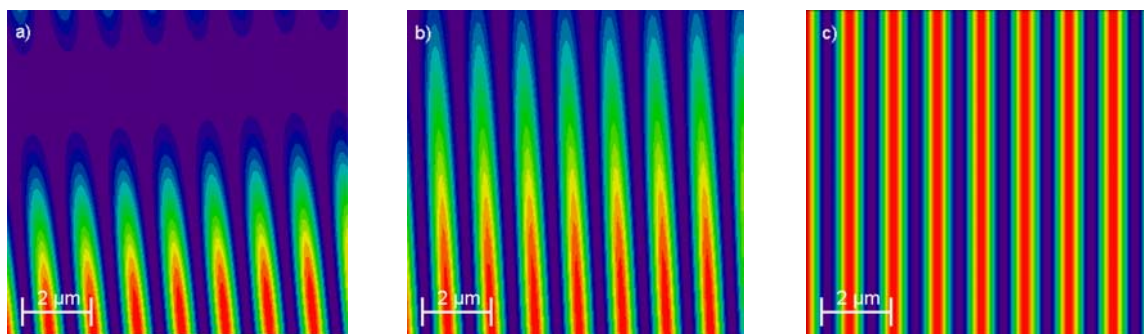


Abbildung 4.14: Simulation (Flächendiagramm) der resultierenden Intensitätsverteilung einer 4-Strahl-Interferenz für die Näherung des Winkels $\beta \rightarrow 90^\circ$ a) $\beta = 80^\circ$ b) $\beta = 85^\circ$ und c) $\beta = 90^\circ$.

Im Anschluss soll die Abbildung 4.13c anhand zwei weiterer Beispiele näher betrachtet und diskutiert werden. Laut der simulierten Intensitätsverteilung liegen für den Fall $\beta > 40^\circ$ elliptisch geformte Intensitätsmaxima mit zum Rand hin abfallender Intensität vor. Der Abstand dieser Maxima entspricht der aus Objektivvergrößerung und Gitterkonstante bestimmten Periode. Die Intensität zwischen den Maxima ist null. Die Gräben der Strukturen (Intensitätsmaxima) sollten somit in der Mitte den tiefsten Punkt aufweisen und nach außen hin flacher werden. Auf den mikroskopischen Bildern sind jedoch Querstege in den Gräben zu erkennen, welche im Abstand der Bearbeitungswellenlänge senkrecht zu den Stegen verlaufen. Somit besteht Grund zu der Annahme, dass die Ursache dafür die im Abschnitt 4.1.1 erwähnten selbstorganisierenden Strukturen, speziell die Ripples sind. Es kommt zu einer Überlagerung der selbstorganisierenden Strukturen mit den durch die Laserstrahlinterferenz erzeugten Gitterstrukturen (Abbildung 4.15b).

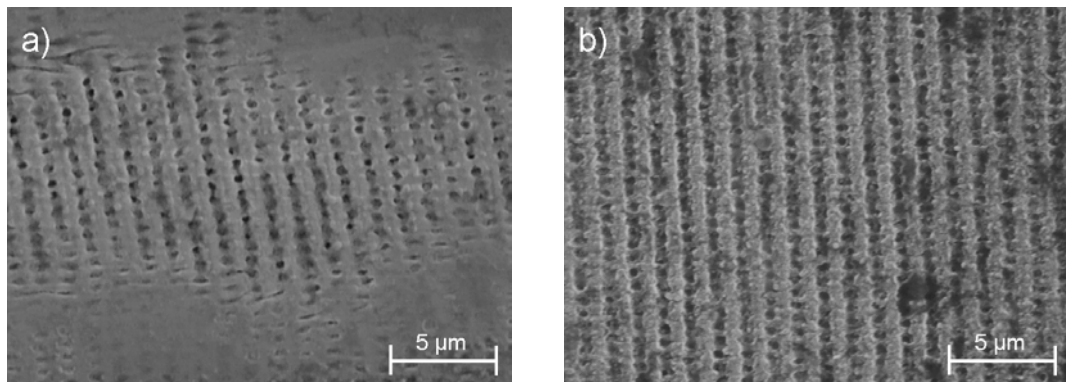


Abbildung 4.15: Einfluss der Ripples-Strukturen auf das Prozessergebnis von Silizium unter zueinander verdrehten Gitterlinien (2 AG) a) $\beta = 80^\circ$ und b) $\beta = 90^\circ$ (REM).

4.2.3 Phasenlage der Strahlen

Die Phasenlage der interferierenden Strahlen nimmt Einfluss auf die resultierende Intensitätsverteilung und kann durch Variation des Abstandes zwischen den Beugungsgittern (für min. 2 AG) geändert werden.

Nach Gln. (2.13) ergibt sich bei Verwendung von zwei Amplitudengittern ($a_A = 55 \mu\text{m}$; $d_{\text{theo}} = 1,7 \mu\text{m}$) bei einem Gitterabstand $D = 1,95 \text{ mm}$ eine Phasendifferenz von $\pi/2$ zwischen den interferierenden Strahlenpaaren. Die Abhängigkeit der Strukturierungsergebnisse von der Phasenlage der Teilstrahlen zeigt Abbildung 4.16.

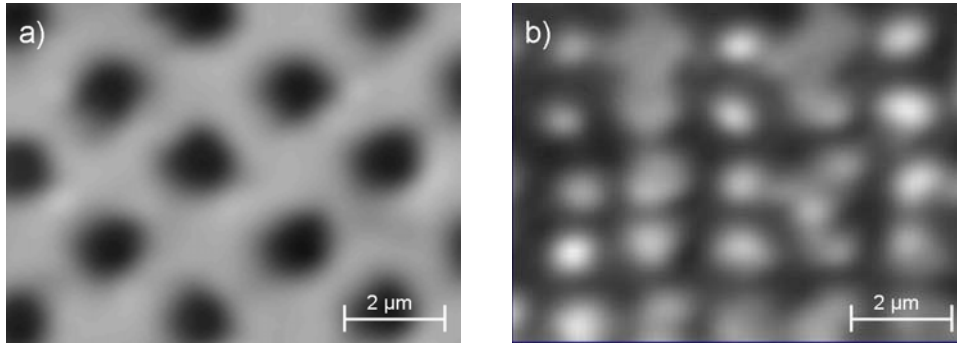


Abbildung 4.16: Vergleich der Oberflächentopographien (Interferometer) einer 4-Strahl-Interferenz a) ohne und b) mit Phasendifferenz $\Delta\phi = \pi/2$ (Aluminiumschicht).

Aus Abbildung 4.16 wird ersichtlich, dass die Phasenlage der Teilstrahlen die Periode und Topographie der entstehenden Struktur bestimmt, folglich Einfluss auf die Anzahl (Peaks pro Fläche) und Lage der Intensitätsmaxima nimmt. Da die Anzahl der interferierenden Teilstrahlen sowie deren Intensität in beiden Fällen identisch sind, müssen sich folglich die Spitzenwerte der resultierenden Intensitätsverteilungen unterscheiden. Die Periode für den Fall einer Überlagerung phasengleicher Strahlen ($d_{x/y} = 3,7 \mu\text{m}$; Abbildung 4.16a) ist doppelt so groß, wie die Periode des Interferenzmusters von zwei phasenverschobenen Strahlenpaaren ($d_{x/y} = 1,7 \mu\text{m}$; Abbildung 4.16b). Aus den Profilansichten der folgenden Simulationen in Abbildung 4.17 geht hervor, dass die Werte der Intensitätsmaxima ein äquivalentes Verhalten aufweisen.

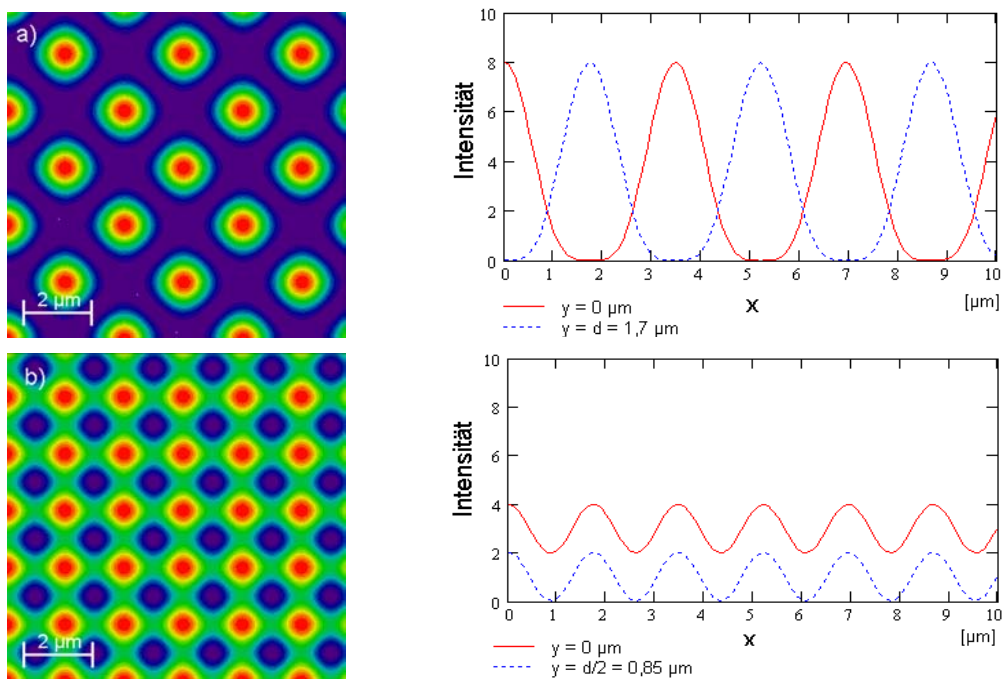


Abbildung 4.17: Simulation der Intensitätsverteilung (Flächendiagramm) einer 4-Strahl-Interferenz a) ohne und b) mit Phasendifferenz $\Delta\phi = \pi/2$ zwischen den Teilstrahlen (2 AG).

Der aus der Überlagerung phasengleicher Teilstrahlen (Abbildung 4.17a) resultierende Intensitätsspitzenwert entspricht dem zweifachen Wert der Maximalintensität folgend aus der Interferenz phasenverschobener Teilstrahlen (Abbildung 4.17b). Für die experimentelle Umsetzung folgt daraus, dass die mittlere Fluenz in beiden Fällen konstant, die Energie in den Maxima hingegen verändert ist. Dies hat zur Folge, dass der für den Materialabtrag notwendige Schwellwert in den Intensitätsmaxima im Falle einer Phasendifferenz möglicherweise nicht erreicht wird und es infolgedessen nicht zu einer Materialablation kommen kann. Mit dem Intensitätsprofil aus der Überlagerung phasengleicher Teilstrahlen erfolgt hingegen, trotz unveränderter Laserfluenz, ein Materialabtrag. Dies bedeutet, dass bei Ablation mit einem sinusförmigen Intensitätsprofil ein Materialabtrag stattfinden kann, auch wenn die mittlere Fluenz die Schwellfluenz nicht überschreitet.

Der Einfluss der Phasenlage der Teilstrahlen auf die Oberflächentopographie im Falle einer 5-Strahl-Interferenz wird aus Abbildung 4.18 ersichtlich. Durchgeführt wurden die Versuche mit 2 Amplitudengittern ($a_A = 55 \mu\text{m}$) ohne Abschattung der 0. Beugungsordnung und mit einer Vergrößerung $V = 1/7$ ($d_{\text{theo}} = 3,9 \mu\text{m}$; Abbildung 4.18a) bzw. $V = 1/12$ ($d_{\text{theo}} = 2,3 \mu\text{m}$; Abbildung 4.18b).

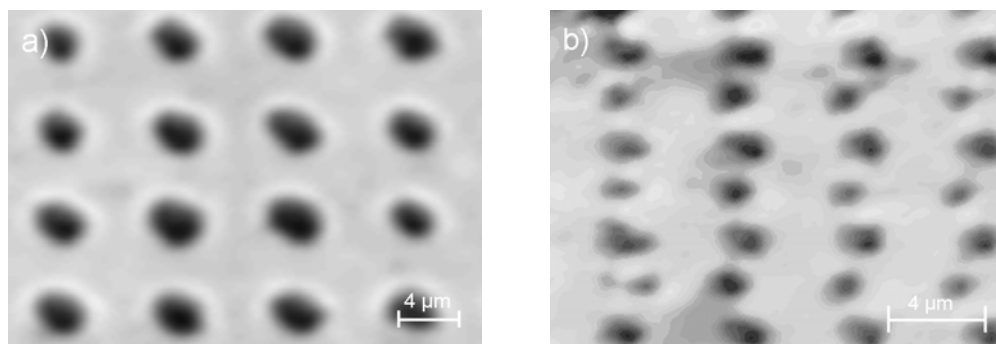


Abbildung 4.18: Vergleich der Oberflächentopographien (Interferometer) einer 5-Strahl-Interferenz a) ohne und b) mit Phasendifferenz $\Delta\phi = \pi/2$ (Aluminiumschicht).

Die ermittelte Periode der Oberflächentopographie einer 5-Strahl-Interferenz ohne Phasendifferenz ergab sich zu $d_{x/y} = 7,9 \mu\text{m}$, dem doppelten der theoretischen Strukturperiode. Die Überlagerung phasenverschobener Teilstrahlen führte zu einer Strukturperiode $d_x = 4,9 \mu\text{m}$ bzw. $d_y = 2,3 \mu\text{m}$.

Die folgende Simulation der Intensitätsprofile einer 5-Strahl-Interferenz wurde zum Vergleich mit der in Abbildung 4.17 dargestellten Simulation (4-Strahl-Interferenz) mit den selben Parametern berechnet. Die experimentellen Ergebnisse aus Abbildung 4.18 sind somit hinsichtlich der Strukturperiode nicht mit den Simulationen vergleichbar.

Für die Simulation wurde angenommen, dass sich die Intensitäten der 1. Beugungsordnungen zur Intensität der 0. Ordnung wie 2:3 verhalten.

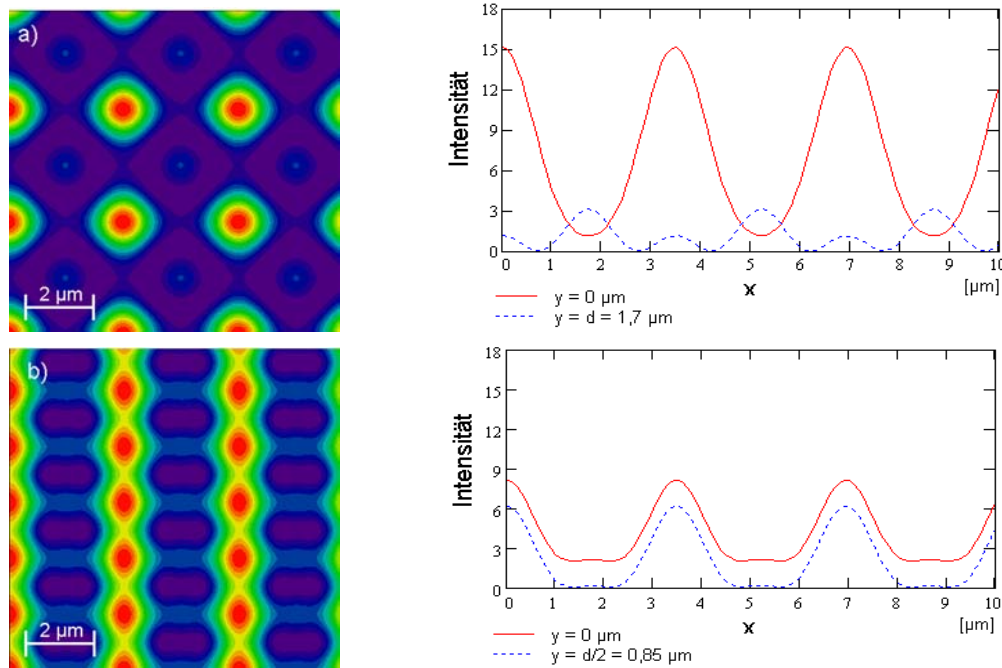


Abbildung 4.19: Simulation der Intensitätsverteilung (Flächendiagramm) einer 5-Strahl-Interferenz a) ohne und b) mit Phasendifferenz $\Delta\phi = \pi/2$ (2 AG).

Die mittlere Energiedichte ist für beide Fälle (Abbildung 4.19a und b) konstant, folglich nimmt die Intensität in den Maxima mit steigender Anzahl Peaks pro Fläche ab. Da die 0. Beugungsordnung senkrecht einfällt ($\theta = 0^\circ$), hat diese keinen Einfluss auf die Periode des Intensitätsmusters, lediglich das Verhältnis der Intensitäten zueinander wird abhängig von der Intensität der 0. Ordnung moduliert. Ist die Intensität der 0. Ordnung null, analog einer 4-Strahl-Interferenz, wird die Intensität der Maxima gleichgroß (Verhältnis 1:1) (Abbildung 4.17).

Grundlegend muss gesagt werden, dass die Erzeugung einer Phasendifferenz über Variation des Gitterabstands eine einfache, jedoch sehr empfindliche Methode ist. So ließen sich im Rahmen dieser Arbeit die entsprechenden Muster nicht großflächig und reproduzierbar erzeugen. Mögliche Fehlerursachen könnten zum einem in der ungenügenden optischen Stabilität des Systems liegen. Auch Fehler optischer Komponenten, welche Wellenfrontverzerrungen (Phase Error) oder Bildfeldverzerrungen als Folge haben, könnten Ursache dafür sein. Ferner können durch ungenaue Justage und Unsymmetrie im Strahlenverlauf der einzelnen Teilstrahlen unerwünschte Laufzeitunterschiede und damit verbundene Phasenunterschiede zwischen den Teilstrahlen auftreten, welche zu einer Änderung der Phasenlage einzelner Teilstrahlen führen. Überschreiten diese Wegunterschiede die Pulslänge $l_{\text{Puls}} = 36\ \mu\text{m}$ ist eine Überlagerung der Teilstrahlen nicht mehr möglich. Die Kohärenzlänge beträgt $l_c = 85\ \mu\text{m}$ und hat aufgrund der kürzeren Pulslänge keinen Einfluss.

4.3 Einfluss der Prozessparameter

Der Materialabtrag mittels Laserstrahlung ist an die Bedingung der Schwellwert-überschreitung geknüpft. Dabei sind für die Ablation mit einem Gaußprofil nach Gln. (2.2) und Gln. (2.5) die Größe der Schädigungszone und die Abtragstiefe von der eingestrahnten Laserfluenz, bei Inkubationseffekten (Gln. (2.4)) zusätzlich von der Pulsanzahl abhängig (Abbildung 2.1). Für die Ablation mit einer sinusförmigen Intensitätsverteilung (periodische Strukturierung) sollten demnach die Grabenbreiten und -tiefen ebenfalls eine Abhängigkeit von der eingestrahnten Laserfluenz bzw. Pulsanzahl aufweisen. Theoretisch bestimmen lassen sich die erzielbaren Strukturgrößen bzw. -tiefen durch Überlagerung der resultierenden Intensitätsverteilung mit dem Abtragsverhalten wie in Abschnitt 2.1.2 diskutiert. Für die Mehrpulsbearbeitung mit einer periodischen Intensitätsverteilung sind diese Berechnungen jedoch sehr komplex (Abschnitt 2.3) und wurden aufgrund dessen in dieser Arbeit nicht durchgeführt. Diese Abhängigkeiten wurden lediglich experimentell ermittelt. Untersuchungen zum Einfluss der Prozessparameter auf die Grabentiefe konnten an den Aluminiumproben aufgrund der begrenzten Schichtdicke nicht durchgeführt werden. Diese Proben wurden auf den vollständigen Abtrag der Schicht in den Gräben bis auf das Trägermaterial untersucht.

4.3.1 Silizium

Die Strukturierung erfolgte über ein Phasengitter der Gitterkonstante $a_p = 35 \mu\text{m}$ ($d_{\text{theo}} = 1,3 \mu\text{m}$) unter Variation der Fluenz und Pulsanzahl. Die anschließende Charakterisierung der erzielten Oberflächenstrukturen wurde mittels AFM durchgeführt, da die strukturierten Siliziumproben die für eine Tiefenmessung mit dem Weißlicht-Interferometer notwendige Reflektivität nicht aufwiesen. Die Bestimmung der Grabenbreiten bzw. -tiefen aus den Profilaufnahmen der AFM-Messungen weisen eine hohe Ungenauigkeit auf, da der Scanbereich ($2 \mu\text{m} \times 6 \mu\text{m}$) im Vergleich zu der strukturierten Fläche (ca. $40 \mu\text{m}$) klein gewählt wurde. Somit konnte lediglich eine Mittlung der gemessenen Werte über drei Perioden erfolgen. Die hohe Oberflächenrauigkeit und Materialablagerungen (Debris) lassen jedoch eine Mittlung über mindestens 10 Perioden als sinnvoll erscheinen. In Folge der Ablagerungen erhöht sich zusätzlich die Wahrscheinlichkeit für Verunreinigungen an der Messspitze, wodurch die ermittelten Profile beeinträchtigt werden. Überdies werden sehr steile Profilflanken in Folge der Spitzegeometrie (Abschnitt 3.4) verfälscht. Begrenzt wird die laterale Auflösung durch den Spitzenradius sowie Abnutzungserscheinungen der Spitze (Vergrößerung des Radius).

Die experimentell erzielten Ergebnisse (Abbildung 4.20) zeigen neben der Abhängigkeit von der Fluenz auch einen Einfluss der Pulsanzahl auf die Grabenbreiten und -tiefen.

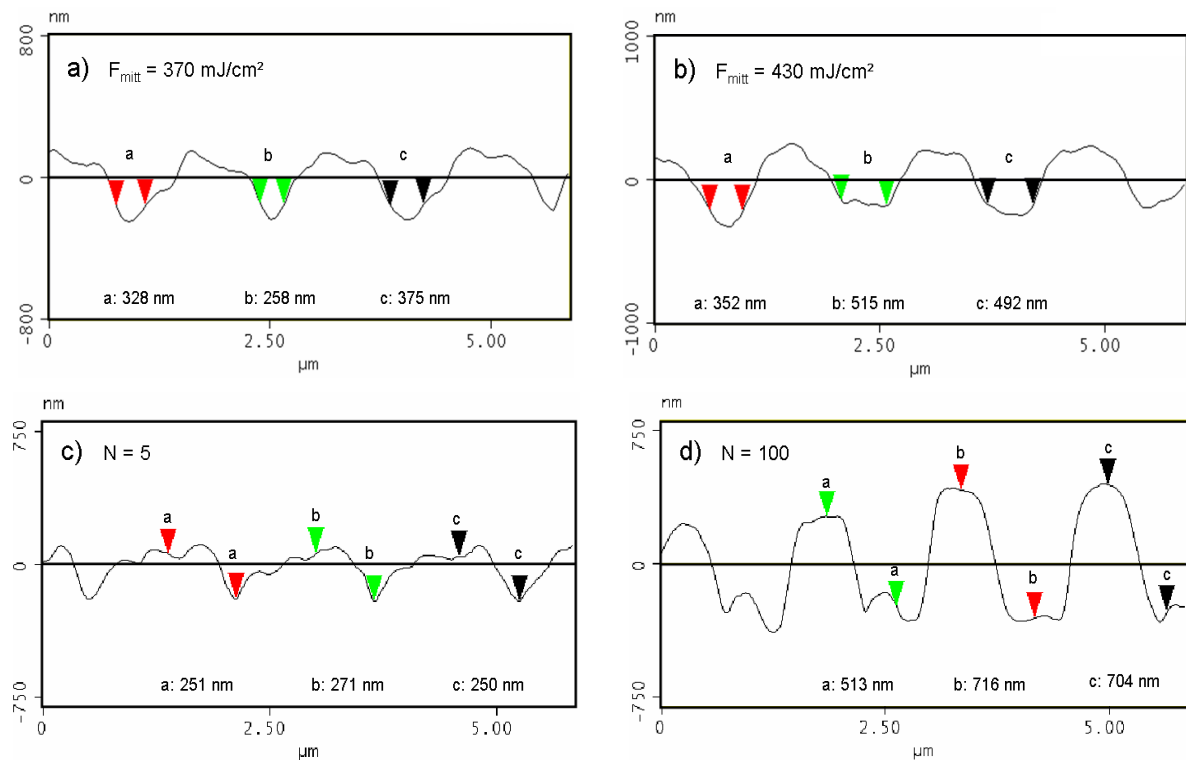


Abbildung 4.20: Abhängigkeit der Grabenbreiten und -tiefen von a) und b) der Fluenz ($N = 10$) und c) und d) der Pulsanzahl ($F_{\text{mitt}} = 370 \text{ mJ/cm}^2$) (AFM).

Wie zu erwarten werden die Grabenbreiten und folglich die Grabentiefen mit steigender Fluenz und Pulsanzahl größer. Der Einfluss der Pulsanzahl auf die Oberflächenstrukturen kann mit den Inkubationseffekten begründet werden. Eine Zusammenfassung der aus den Profilansichten ermittelten Grabenbreiten in Abhängigkeit der prozess-relevanten Parameter ist in der folgenden Abbildung zu finden. Die experimentell ermittelten Strukturtiefen in Abhängigkeit der Fluenz und Pulsanzahl sind in Abbildung 4.22 dargestellt.

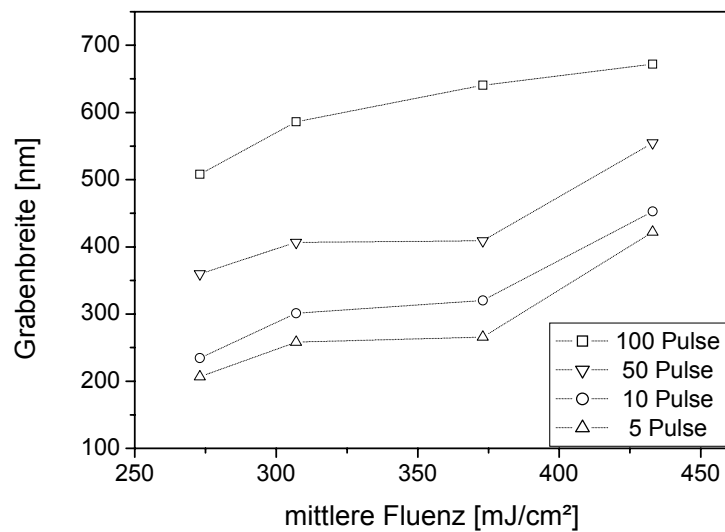


Abbildung 4.21: Abhängigkeit der mittleren Grabenbreite von der Fluenz und Pulsanzahl für Silizium.

Die Grafik zeigt ein Anwachsen der Grabenbreiten mit steigender Fluenz ($N = \text{konstant}$). Äquivalentes Verhalten ist für konstante Fluenzen mit steigender Pulsanzahl zu finden. Aufgrund der diskutierten Fehlerursachen bei der experimentellen Bestimmung der Grabenbreite werden die ermittelten Werte nicht als Absolutwerte betrachtet. Eine Beschreibung der Kurvenverläufe wird demzufolge nicht durchgeführt. Gleiches gilt für die ermittelten Werte der Grabentiefen, dargestellt in Abbildung 4.22.

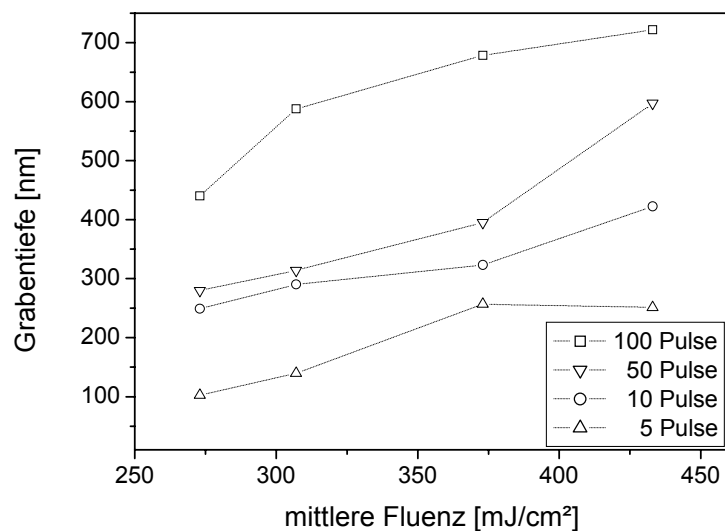


Abbildung 4.22: Abhängigkeit der mittleren Grabentiefe von der Fluenz und Pulsanzahl für Silizium.

Die erzielten Strukturtiefen lagen zwischen $h = 100 \text{ nm}$ ($F_{\text{mitt}} = 270 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 5$) und $h = 700 \text{ nm}$ ($F_{\text{mitt}} = 430 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 100$). Der Anstieg der Strukturtiefen infolge einer Fluenz- bzw. Pulsanzahlerhöhung wird aus der Grafik sichtbar.

Aufgrund der Abhängigkeit der Grabenbreiten und –tiefen von der Pulsanzahl führt eine Mehrpulsbearbeitung zur besseren Ausformung des ablatierten Profils. Experimentell konnten dadurch für Pulsanzahlen $N > 50$ gleichförmigere und homogenere Strukturprofile erzielt werden (Abbildung 4.23).

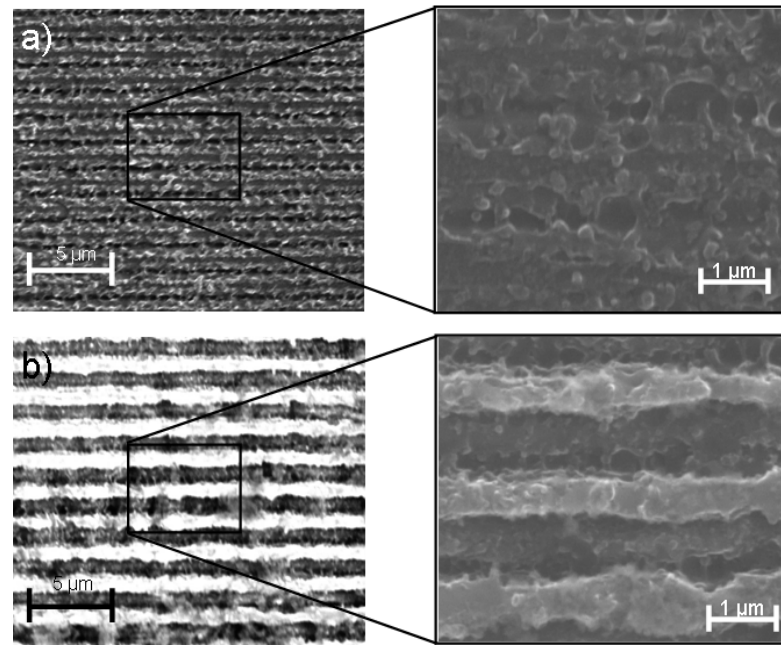


Abbildung 4.23: Abhängigkeit des ablatierten Profils auf Silizium von der Pulsanzahl a) $N = 5$ und b) $N = 100$ ($F_{\text{mitt}} = 430 \text{ mJ/cm}^2$) (REM).

4.3.2 Aluminium-Dünnschicht

Die Strukturierung der Aluminium-Dünnschicht erfolgte über ein Phasengitter der Konstante $a_P = 35 \text{ µm}$ ($d_{\text{theo}} = 1,3 \text{ µm}$) unter Variation der Fluenz und Pulsanzahl. Um den Schichtabtrag in den Gräben zu charakterisieren wurden die Proben mit dem Rasterkraftmikroskop ausgemessen. Da Ablagerungen ablatierten Materials auf den Stegen zu Erhöhungen über die eigentliche Probenoberfläche hinaus führten, wurde die Randzone der strukturierten Fläche als Referenzebene gewählt (Abbildung 4.24).

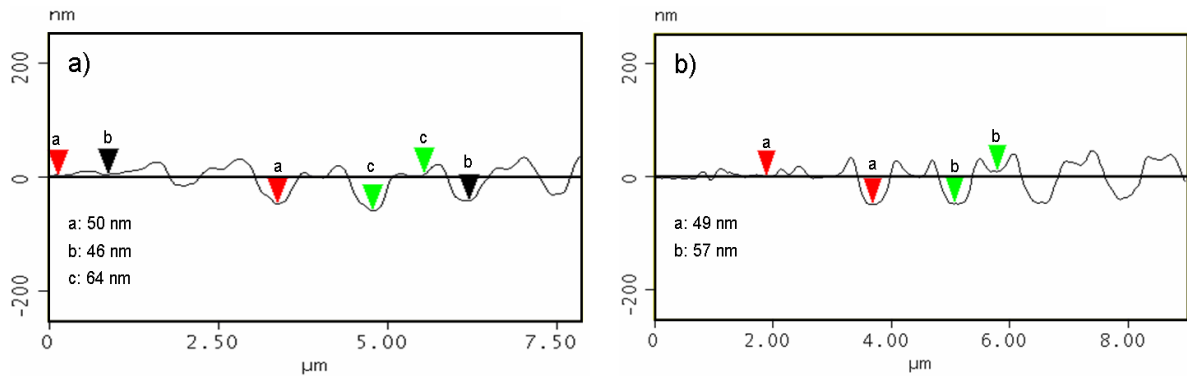


Abbildung 4.24: AFM-Profilaufnahmen zur Bestimmung des Schichtabtrags (Dicke ca. 50 nm) in den Gräben der Aluminiumschicht a) $N = 5$; $F_{mitt} = 290 \text{ mJ/cm}^2$ und b) $N = 100$; $F_{mitt} = 490 \text{ mJ/cm}^2$

Aus den Aufnahmen kann geschlossen werden, dass die Schicht in den Gräben auch bei geringen Pulsanzahlen ($N = 5$) und geringen Fluenzen bis auf das Glassubstrat abgetragen wurde. Die experimentellen Ergebnisse lieferten eine Höhendifferenz von ca. 50 nm zwischen Referenzebene und Graben (Abbildung 4.24), dies entspricht der ungefähren Schichtdicke. Zur Veranschaulichung der beschriebenen Materialdeposition wurde zusätzlich der Höhenunterschied zwischen Steg und Graben bestimmt.

Der Einfluss der Prozessparameter auf die Grabenbreiten wird durch die folgenden mikroskopischen Aufnahmen (Abbildung 4.25) deutlich.

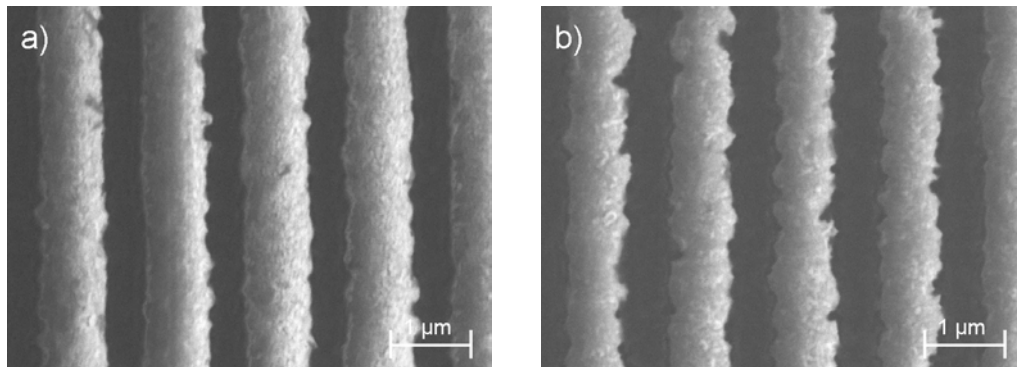


Abbildung 4.25: Abhängigkeit der Grabenbreiten einer strukturierten Aluminiumschicht von den Prozessparametern für a) $N = 5$; $F_{mitt} = 370 \text{ mJ/cm}^2$ und b) $N = 100$; $F_{mitt} = 480 \text{ mJ/cm}^2$ (REM).

Die aus den theoretischen Betrachtungen (Abschnitt 2.1.2) und experimentellen Ergebnissen aus der Literatur [21] bekannte Abhängigkeit der Grabenbreite von den prozess-relevanten Parametern konnte für die Strukturierung einer Aluminiumschicht bestätigt werden. Die Verbreiterung der Gräben infolge einer Erhöhung der Pulsanzahl ist durch die bei der Aluminiumschicht vorhandenen Inkubationseffekte zu begründen.

4.4 Qualität der periodischen Strukturen

Die periodische Strukturierung mit dem fs-Laser zeigt eine starke Materialabhängigkeit hinsichtlich der Qualität (Rauigkeit, Homogenität) der Strukturierungsergebnisse. Im folgenden sollen diese Unterschiede zwischen einem periodisch strukturiertem Bulk-Material (Silizium) und einem Schichtsystem (Aluminiumschicht) dargestellt werden.

4.4.1 Silizium

Bei der Strukturierung von Silizium mit fs-Pulsen wird die Qualität der Ergebnisse durch die Entstehung selbstorganisierender Strukturen (Ripple und Mikrosäulen) im bestrahlten Bereich stark beeinträchtigt.

In Abbildung 4.26 ist eine periodische Mikrostruktur auf Silizium dargestellt. Der Bearbeitungsfleck weist einen Durchmesser von ca. 40 μm auf, die Periode der erzielten Gitterstruktur beträgt 1,3 μm ($a_A = 35 \mu\text{m}$; $d_{\text{theo}} = 1,29 \mu\text{m}$).

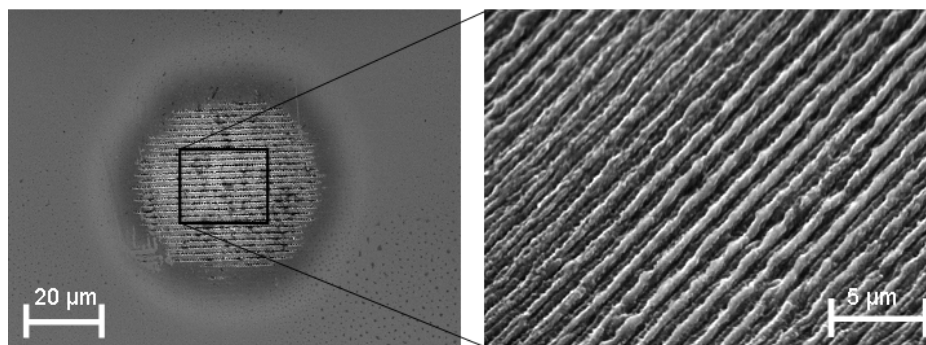


Abbildung 4.26: REM-Aufnahmen periodisch strukturiertem Siliziums ($F_{\text{mitt}} = 430 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 100$; $a_A = 35 \mu\text{m}$).

Die Modifikationen im Randbereich der kreisförmig strukturierten Oberfläche könnten laut [15] Rekristallisations- und Amorphisierungsphasen sein. Eine diese Annahme bekräftigende Materialanalyse (z.B. TEM) wurde jedoch nicht durchgeführt, da dies aufwendige Präparationen erforderte und nicht Gegenstand dieser Arbeit war. Ferner lässt die Abbildung darauf schließen, dass es zu einer Überlagerung zwischen den Ripples und dem erzeugten Oberflächengitter gekommen ist. Im dargestellten Fall lag die Polarisationsrichtung des Lichtes parallel zu den Beugungsgitterlinien, d.h. die Ripples sind parallel zu der ablatierten Linienstruktur ausgerichtet. Aufgrund dieser Überlagerungserscheinung kann die Annahme getroffen werden, dass die Lage der Beugungsgitterlinien

zur Polarisationsrichtung der Laserstrahlung einen Einfluss auf das Strukturierungsergebnis hat. Ein experimenteller Beweis dafür ist in Abbildung 4.27 zu finden.

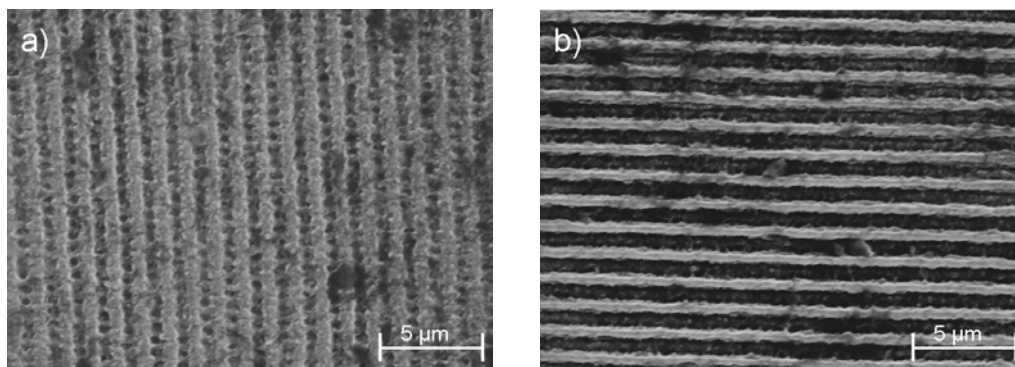


Abbildung 4.27: REM-Aufnahmen zum Nachweis des Einflusses der a) senkrechten und b) parallelen Anordnung der Beugungsgitterlinien zur Polarisationsrichtung der Laserstrahlung auf das Strukturierungsergebnis ($F_{\text{mitt}} = 430 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 100$; $a_P = 35 \text{ µm}$; Silizium).

Die in Abbildung 4.27a ersichtlichen Querstege (Ripple) zwischen den Stegen der Oberflächenstruktur weisen einen Abstand im Bereich der Bearbeitungswellenlänge (ca. 800 nm) auf. Die Grabenbreiten dieser Struktur sind kleiner im Vergleich zu denen in Abbildung b. Ursache dafür könnte eine Überlagerung der einfallenden Intensität mit der am Oberflächengitter und der Ripple-Struktur reflektierten Intensität sein. Dies wirkt einem gleichmäßigen Abtrag in die Tiefe entgegen.

Ebenfalls einen Einfluss auf die Qualität der Oberflächenstrukturen hat eine infolge der Laserbearbeitung stattfindende Materialoxidation. Da die oxidierten Bereiche ein größeres Volumen im Vergleich zu reinem Silizium aufweisen [22] erhöht sich dadurch die Oberflächenrauheit der erzielten Strukturen. Um Aussagen über den Oxidationsprozess treffen zu können, wurde eine qualitative EDX-Analyse an den strukturierten Proben vorgenommen. Dazu wurde zum einen ein Scanbereich gewählt, der mehrere Gitterperioden ($24 \text{ µm} \times 17 \text{ µm}$) erfasste. Zum anderen wurden Stege und Gräben einzeln untersucht (Scanbereich je $0,33 \text{ µm} \times 0,25 \text{ µm}$).

Wie zu erwarten wurde bei der Analyse der strukturierten Siliziumprobe ein Sauerstoff-Signal detektiert (Abbildung 4.28a). Die Vermutung, dass es sich hierbei um das Signal der nativen Oxidschicht handelt, konnte mit der Analyse einer unstrukturierten Siliziumprobe widerlegt werden, da bei dieser Probe kein Sauerstoff-Peak gemessen wurde (Anhang B.1). Ferner konnte festgestellt werden, dass der Sauerstoffanteil auf den Stegen der periodischen Struktur höher als in den Gräben ist (Anhang B.2). Dieser Anteil nimmt mit steigender Pulsanzahl zu (Anhang B.3). Begründet werden kann dies durch Ablationsprodukte, welche infolge der Laserbearbeitung (an Luft) auf den Stegen angelagert wurden und sofort oxidierten. Bei Mehrpulsbearbeitung werden diese mit weiterem

ablatierten Material überlagert, wodurch in der Summe die Konzentration von Sauerstoff auf den Stegen der Gitterstruktur ansteigt.

Aufgrund dieser Ergebnisse kann davon ausgegangen werden, dass es sich bei der nachgewiesenen Materialoxidation nicht um einen durch die Laserstrahlung induzierten Oxidationsprozess handelt. Dies wäre der Fall, wenn die Sauerstoffkonzentration in den Gräben höher als auf den Stegen wäre.

Entfernt werden konnten die oxidierten Ablagerungen durch anschließende Behandlung ($t = 15$ s) in einer 10 % HF-Ätzlösung (Abbildung 4.28b).

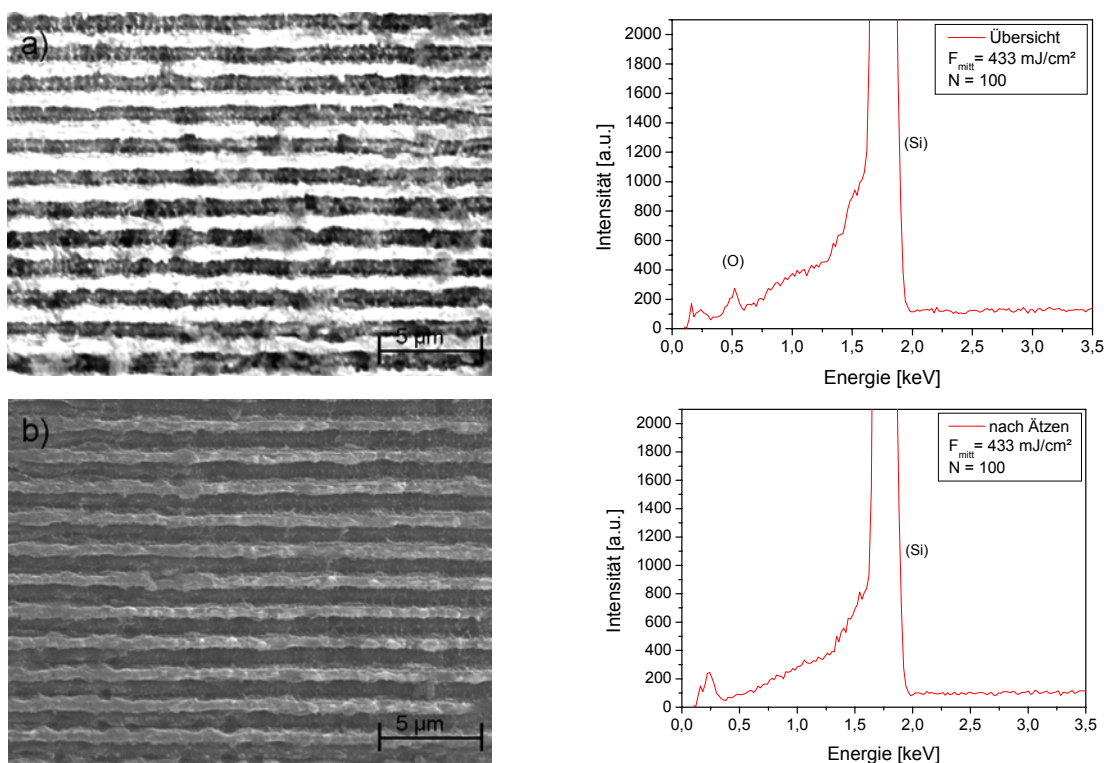


Abbildung 4.28: REM-Aufnahmen und EDX-Spektren einer strukturierten Siliziumprobe a) vor und b) nach dem Ätzen in einer HF-Lösung (Scanbereich: $24 \mu\text{m} \times 17 \mu\text{m}$).

Die Spektren zeigen nach der Behandlung in Flusssäure einen verringerten Sauerstoffanteil. Die dadurch verbesserte Qualität der periodischen Struktur wird aus der REM-Aufnahme ersichtlich.

4.4.2 Aluminium-Dünnschicht

Die strukturierten Aluminiumdünnschichten weisen im Vergleich zu bearbeitetem Silizium qualitativ bessere Ergebnisse auf. Ursachen liegen u.a. in der verringerten Bildung selbstorganisierender Strukturen (Abbildung 4.29).

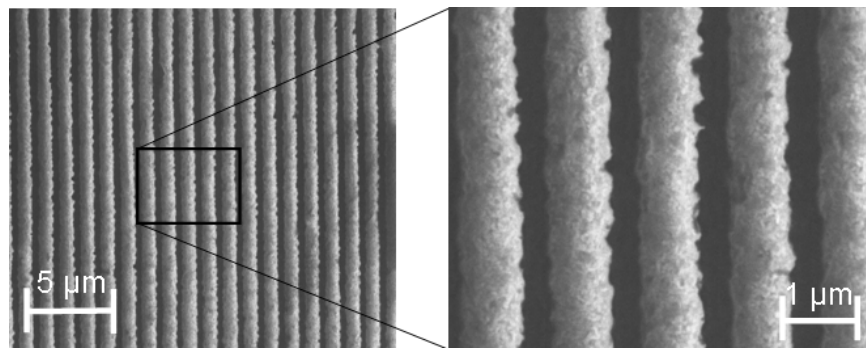


Abbildung 4.29: REM-Aufnahmen einer strukturierten Aluminiumschicht ($F_{\text{mitt}} = 370 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 5$; $a_P = 35 \text{ µm}$; $d_{\text{theo}} = 1,3 \text{ µm}$).

Die in der Abbildung ersichtliche Randrauhigkeit der Stege kann auf Inhomogenitäten der Intensitätsverteilung zurückgeführt werden. Ferner haben die Hafteigenschaft der Schicht (Randzonenbeeinflussung) sowie deren kristalline Struktur einen Einfluss auf die Qualität des Ergebnisses. Das diese Welligkeit nur auf einer Seite zu sehen ist, liegt an der Detektorposition bei der Elektronenmikroskopie. In den AFM-Aufnahmen (Abbildung 4.30) ist diese Randrauhigkeit ebenfalls wiederzufinden.

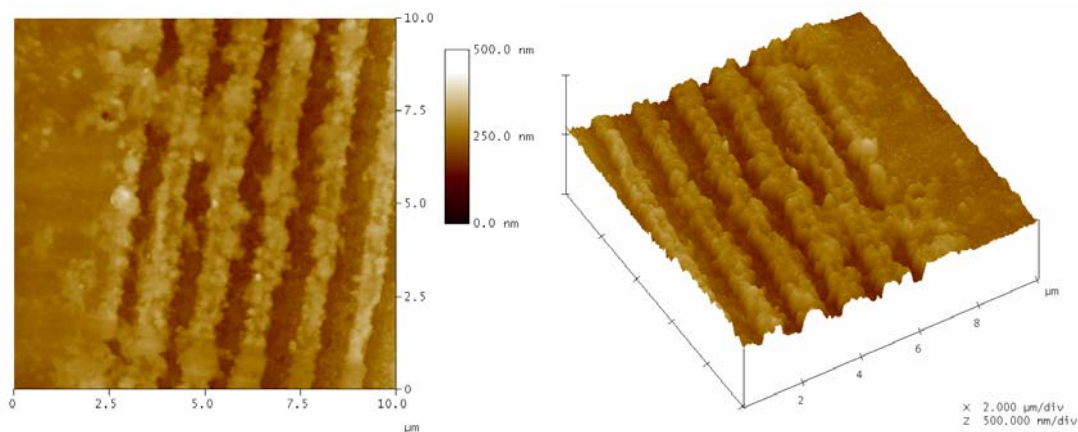


Abbildung 4.30: AFM-Aufnahmen einer strukturierten Aluminiumschicht ($F_{\text{mitt}} = 490 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 5$; $a_P = 35 \text{ µm}$; $d_{\text{theo}} = 1,3 \text{ µm}$).

Aus den Aufnahmen wird ersichtlich, dass dennoch Materialablagerungen und Oxidationsprozesse infolge der Laserstrukturierung auftraten. Diese Prozesse haben sowohl auf die Oberflächenrauhigkeit als auch auf die Ablationsprofile einen Einfluss, wie aus Abbildung 4.24 ersichtlich wird.

Aufgrund der geringen Schichtdicke (50 nm) konnte keine Elementanalyse durchgeführt werden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Schwerpunkt dieser Arbeit war die Erzeugung und Beeinflussung periodischer Mikrostrukturen und deren Oberflächentopographie durch Überlagerung von Teilstrahlen (Laserinterferenztechnik) ultrakurzer Pulse eines Ti:Saphir Lasers auf der Oberfläche eines Festkörpers (Silizium) bzw. einer dünnen Schicht (Aluminium). Die Erzeugung der Teilstrahlen wurde mit Hilfe optischer Transmissionsgitter (Amplituden- bzw. Phasengitter) realisiert. Zusammengeführt wurden die durch Beugung entstandenen Teilstrahlen unter Verwendung eines Schwarzschild-Reflexionsobjektivs bzw. Linsenobjektivs.

Die infolge der Strahlüberlagerung resultierende Intensitätsverteilung an der Probenoberfläche (Interferenz) wurde für ausgewählte Beispiele simuliert und mit den experimentell beobachteten Oberflächentopographien verglichen. Durch die definierte Beeinflussung von Anzahl, Lage und Phase der einzelnen Teilstrahlen über Änderung der Gitterzahl, des Gittertyps bzw. des Gitterabstands konnte die Oberflächentopographie der Mikrostrukturen beeinflusst werden. Zur Realisierung dieser Versuche wurde ein Gitterhalter entworfen, welcher einen Austausch der Gittertypen sowie die definierte Änderung des Gitterabstands zwischen zwei Beugungsgittern ermöglichte. Hergestellt wurden die Beugungsgitter mittels lithographischen Techniken, nachdem deren Eigenschaften aus gegebenen Parametern berechnet wurden.

Neben Charakterisierung der erzielten Strukturtopographie (AFM, REM, Weißlicht-Interferometer) waren Untersuchungen zur Fluenz- und Pulszahlabhängigkeit der Mikrostrukturen, speziell der Strukturbreiten und -tiefen Gegenstand dieser Arbeit.

Die erzielbaren Strukturgrößen (Gitterperiode) zeigen eine indirekte Proportionalität zur Größe des Interferenzwinkels. Einfluss auf diesen Winkel haben bei gegebener Bearbeitungswellenlänge die Beugungsgitterkonstante sowie die Vergrößerung der fokussierenden Optik. Die Auflösungsgrenze wurde durch die numerische Apertur des Objektivs und Umgebungsparameter (Arbeitsabstand bzw. Objektivdimensionen) zu $d_{\min} = 1270 \text{ nm}$ bestimmt, und konnte bei der Strukturierung von Aluminiumschichten nahezu erreicht werden.

Die Anzahl der interferierenden Teilstrahlen bestimmt die resultierende Intensitätsverteilung und folglich die entstehende Oberflächentopographie. Einfluss auf die Strahlanzahl haben die Anzahl der Beugungsgitter sowie die Art des Gitters. In Abhängigkeit der Gitterart stellen sich Strahlkonfigurationen (parallel bzw. orthogonal) ein, welche nachweislich die Musterbildung bestimmen. Eine Änderung der Ausrichtung der Gitterlinien von zwei Gittern führt ebenfalls zu einer Beeinflussung der Strukturtopographie.

Die Änderung der Phasenlage der interferierenden Teilstrahlen kann durch Variation des Gitterabstands erzielt werden. Die Phasenlage nimmt Einfluss auf die Anzahl (Peaks/ Fläche) und Anordnung der im Interferenzmuster entstehenden Intensitätsmaxima sowie die Intensitätsspitzenwerte. Folglich sind die Strukturperiode und Topographie von der Phasenlage der Teilstrahlen abhängig.

Für Silizium konnte eine Zunahme der Grabenbreite und Strukturtiefe mit steigender Fluenz und Pulsanzahl festgestellt werden. Die erzielten Strukturen wiesen bei der Bearbeitung mit 100 Pulsen die besten Ergebnisse auf.

Die Aluminium-Dünnschicht konnte auch bei niedrigen Fluenzen und Pulsanzahlen in den Gräben bis auf das Trägermaterial abgetragen werden. Ferner wurde festgestellt, dass analog zu einem Bulk-Material die Grabenbreiten mit steigender Fluenz und Pulsanzahl zunehmen.

Die Bildung selbstorganisierender Strukturen bei der Ablation von Silizium mit fs-Pulsen beeinflusst die Qualität der erzielten Mikrostrukturen wesentlich. Des Weiteren führt eine Materialoxidation auf den Strukturstegen zu einer Erhöhung der Oberflächenrauigkeit der Strukturierungsergebnisse. Mittels einer nachfolgenden nasschemischen Ätzung kann jedoch die Qualität der Oberfläche verbessert werden.

Bei der Strukturierung der Aluminium-Dünnschichten haben diese Effekte keinen wesentlichen Einfluss auf das Strukturierungsergebnis. Hier bestimmen vielmehr die Beschaffenheit der Schicht, speziell deren Haftung auf dem Trägermaterial sowie Inhomogenitäten in der Intensitätsverteilung das Strukturierungsergebnis.

Die in dieser Arbeit angeführten Möglichkeiten zur gezielten Beeinflussung der Oberflächentopographie ablatierter Strukturen gestatten weitere zusätzliche Forschungsaktivitäten. So besteht die Möglichkeit durch Verringerung der Bearbeitungswellenlänge (Frequenzverdopplung) die erzielbare Auflösung für die vorgestellte Versuchsanordnung zu verbessern und damit in den Sub-Mikrometerbereich vorzustoßen. Ferner könnte durch Verwendung von Kreuz- an Stelle der Liniengitter die Anzahl bzw. Lage der Teilstrahlen zusätzlich variiert werden. Der Einsatz von Phasengittern mit definierter Intensitätseinstellung der 0. und 1. Beugungsordnung ermöglicht ebenfalls eine gezielte Einflussnahme auf Lage und Intensität der Beugungsordnungen und das aus deren

Überlagerung folgende Intensitätsmuster. Des Weiteren könnte die Realisierung eines optisch stabileren Aufbaus eine großflächige reproduzierbare Überlagerung der Teilstrahlen mit einer Phasendifferenz ermöglichen. Die Strukturierung unter Vakuum bzw. anderen Umgebungsatmosphären könnte zur Verringerung der Rauigkeit, Materialoxidation bzw. Bildung selbstorganisierender Strukturen führen und das Bearbeitungsergebnis bei der Strukturierung von Silizium qualitativ verbessern.

Es konnte gezeigt werden, dass mit dieser Methode periodische, in ihrer Anordnung vielseitige Mikrostrukturen erzeugt werden konnten. Deren Qualität ist jedoch aufgrund phänomenologischer Materialeigenschaften in Verbindung mit der Bearbeitungswellenlänge begrenzt. Verbessert werden kann dies durch die Verwendung anderer Materialien (z.B. Polymere) bzw. einer anderen Bearbeitungswellenlänge. Somit besteht die Möglichkeit mit der vorgestellten Technik periodische Strukturen gezielt zu beeinflussen und variabel zu schreiben. Dies stellt z.B. eine wichtige Voraussetzung für die Herstellung photonischer Kristalle dar.

Literaturverzeichnis

- [1] Kondo, T.; Matsuo, S.; Juodkazis, S.; Mizeikis, V.; Misawa, H.: *Multiphoton fabrication of periodic structures by multibeam interference of femtosecond pulses*. Applied Physics Letters 82, 17 (2003) S.2758-2760.
- [2] Bonse, J.: *Materialbearbeitung von Halbleitern und Nitridkeramiken mit ultrakurzen Laserpulsen*. Berlin, TU Berlin, Fak. für Mathematik und Naturwissenschaften, Diss. 2001.
- [3] Klein-Wiele, J. H.; Simon, P.: *Fabrication of periodic nanostructures by phase-controlled multiple-beam interference*. Applied Physics Letters 83, 23 (2003) S.4707-4709.
- [4] Zimmer, K.; Böhme, R.; Braun, A.; Rauschenbach, B.; Bigl, F.: *Excimer laser-induced etching of sub-micron surface relief gratings in fused silica using phase grating projection*. Applied Physics A Materials Science & Processing 74 (2002) S.453-456.
- [5] Beinhorn, F.; Ihlemann, J.; Simon, P.; Marowsky, G.; Maisenhölder, B.; Edlinger, J.; Neuschäfer, D.; Anselmetti, D.: *Sub-micron grating formation in Ta₂O₅-waveguides by femtosecond UV-laser ablation*. Applied Surface Science 138-139 (1999) S.107-110.
- [6] Chen, K.; Ihlemann, J.; Simon, P.; Baumann, I.; Sohler, W.: *Generation of submicron surface gratings on LiNbO₃ by ultrashort UV laser pulses*. Applied Physics A Materials Science & Processing 65 (1997) S.517-518.
- [7] Klein-Wiele, J. H.; Bekesi, J.; Simon, P.: *Sub-micron patterning of solid materials with ultraviolet femtosecond pulses*. Applied Physics A Materials Science & Processing 79, Materials Science & Processing (2004) S.775-778.
- [8] Simon, P.; Ihlemann, J.: *Machining of submicron structures on metals and semiconductors by ultrashort UV-laser pulses*. Applied Physics A Materials Science & Processing 63 (1996) S.505-508.
- [9] Kondo, T.; Matsuo, S.; Juodkazis, S.; Misawa, H.: *Femtosecond laser interference technique with diffractive beam splitter for fabrication of three-dimensional photonic crystals*. Applied Physics Letters 79, 6 (2001) S.725-727.
- [10] Zhao, J.; Huettner, B.; Mensching, A.: *Microablation with ultrashort laser pulses*. Optics and Laser Technology 33 (2001) S.487-491.
- [11] Otto, T.: *Praktikumsbericht*. Leipzig, IOM, 2002.
- [12] Bäuerle, D.: *Laser Processing and Chemistry*. 3. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 2000.
- [13] Paulus, G. G.: *Femtosekundenlaser. Praktikum für fortgeschrittene Physikstudenten*. Universität München.
- [14] Pedrotti, F.; Pedrotti, L.; Bausch, W.; Schmidt, H.: *Optik für Ingenieure. Grundlagen*. 2. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 2002.

-
- [15] Bonse, J.; Baudach, S.; Krüger, J.; Kautek, W.; Lenzer, M.: *Femtosecond laser ablation of silicon-modification thresholds and morphology*. Applied Physics A Materials Science & Processing 74 (2002) S.19-25.
- [16] Hosono, H.; Kawamura, K.; Matsuishi, S.; Hirano, M.: *Holographic writing of micro-gratings and nanostructures on amorphous SiO₂ by near infrared femtosecond pulses*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, Beam Interactions with Materials & Atoms 191 (2002) S.89-97.
- [17] Venkatakrisnan, K.; Sivakumar, N. R.; Tan, B.: *Fabrication of planar gratings by direct ablation using an ultrashort pulse laser in a common optical path configuration*. Applied Physics A Materials Science & Processing 76 (2002) S.143-146.
- [18] Dr.Teschauer & Petsch AG: *Bedienungsanleitung Femtosekunden-Laser-Workstation. 3D MICROMAC*. Chemnitz, 2002.
- [19] Braun, A.: *Oberflächenformgebung von syntetischen Polymeren mittels UV-Laserablation unter Verwendung abbildender Maskentechniken*. Leipzig, Universität Leipzig, Fakultät für Physik und Geowissenschaften, Diss. 2002.
- [20] Ashkenasi, D.; Lorenz, M.; Stoian, R.; Rosenfeld, A.: *Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation*. Applied Surface Science 150 (1999) S.101-106.
- [21] Höche, T.; Böhme, R.; Gerlach, J. W.; Zimmer, K.; Frost, F.; Rauschenbach, B.: *Semiconductor Nanowires Prepared by Diffraction-Mask-Projection Excimer-Laser Patterning*. Nano Letters 4, 5 (2004) S.895-897.
- [22] Chen, C.; Ma, K.; Liu, C.: *Formation of silicon surface gratings with high-pulse-energy ultraviolet laser*. Journal of Applied Physics 88, 11 (2000) S.6162-6169.

Abbildungs- und Tabellenverzeichnis

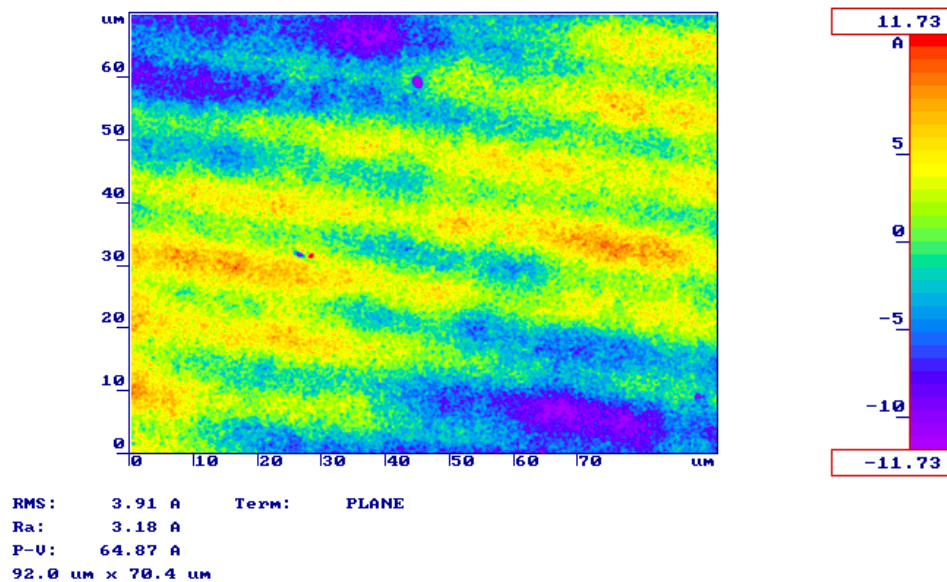
Abbildung 2.1: Zusammenhang zwischen dem Schädigungsdurchmesser d_s , der Ablationstiefe h und der Schwellfluenz F_s bei Ablation mit einem gaußförmigen Strahlprofil [2].	7
Abbildung 2.2: Grafische Darstellung der stationären Intensitätsverteilung einer 2-Strahl-Interferenz nach Gln. (2.10).	10
Abbildung 2.3: Prinzip der Laserinterferenztechnik (schematisch). Teilung des Laserstrahls und anschließende Überlagerung der Teilstrahlen unter dem Winkel 2θ auf der Probenoberfläche.	12
Abbildung 2.4: Literaturbeispiele zur praktischen Realisierung der Laserinterferenztechnik.	13
Abbildung 2.5: Parallele Lichtstrahlen (Laserlicht) treffen auf zwei benachbarte Gitterspalte, wodurch sich ein Gangunterschied ΔL zwischen den um den Winkel α gebeugten Strahlen ergibt.	15
Abbildung 2.6: Laserinterferenztechnik mit einem Beugungsgitter und Schwarzschild-Objektiv. Die beiden 1. Beugungsordnungen werden zur Überlagerung gebracht, alle weiteren Ordnungen werden ausgeblendet.	16
Abbildung 2.7: Vergleich der Oberflächentopographien periodischer Strukturen einer a) 4- (1 Kreuzgitter), b) 6- (1 Kreuz- und 1 Liniengitter) und c) 8-Strahl-Interferenz (2 Kreuzgitter) [3,7].	16
Abbildung 2.8: Aufbau zur Variation der Phasendifferenz interferierender Strahlen bei der 4-Strahl-Interferenz [7]. Strahlkonfiguration gesehen a) entlang der optischen Achse und b) nach der Abbildungsoptik.	17
Abbildung 2.9: Abhängigkeit der Phasendifferenz $\Delta\phi$ vom Abstand D der beiden Gitter für verschiedene Gitterkonstanten ($\lambda=775\text{ nm}$; 2 AG).	18
Abbildung 2.10: Schrittfolge zur Simulation der aus der Überlagerung von Teilwellen resultierenden Intensitätsverteilung an der Oberfläche eines Festkörpers.	19
Abbildung 2.11: Schrittfolge zur Simulation der Strukturierungsergebnisse durch Überlagerung der Intensitätsverteilung mit den Materialabtragsverhalten für verschiedene Materialsysteme.	20
Abbildung 2.12: Simulationsergebnis für die Verknüpfung der Intensitätsverteilung einer 2-Strahl-Interferenz mit dem Abtragsverhalten eines a) Bulk-Materials und b) eines Schichtsystems (helle Stege kennzeichnen das Trägermaterial) unter Einzelpuls-Bearbeitung.	21
Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus mit 2 Transmissionsgittern.	22
Abbildung 3.2: Prinzip der Chirped Pulse Amplification (CPA).	23
Abbildung 3.3: a) Verhalten der Laserleistung in Abhängigkeit der Stellung des Abschwächers und b) Strahlprofil des unfokussierten Laserstrahls (normiert)	24
Abbildung 3.4: Fotografie und Konstruktionsentwurf für die Halterung der beiden Transmissionsgitter (Koordinaten stimmen mit denen des Bewegungssystems überein).	26
Abbildung 3.5: Strahlenverlauf der ± 1 . Beugungsordnung und geometrische Beziehungen im Schwarzschild-Objektiv.	28
Abbildung 3.6: Beugungswinkel der 1. Ordnung in Abhängigkeit der Gitterkonstante sowie die berechneten Grenzwinkel des Objektivs innerhalb denen alle Gitterkonstanten genutzt werden können.	29
Abbildung 3.7: Schematische Darstellung eines Transmissions-Phasengitters mit Höhenstruktur (in Luft).	30
Abbildung 3.8: Relative Intensitätsverteilung eines Rechteck-Phasengitters für verschiedene Grabentiefen (gleiches Steg-Graben-Verhältnis; $\lambda = 775\text{ nm}$; $n = 1,46$; [19]). Das Maximum der 1. Ordnung liegt bei einer Grabentiefe von 842 nm.	30

Abbildung 3.9: a) Schematische Darstellung einer laserstrukturierten Maske mit 12 Gittern auf einem 3" Wafer und b) Durchlichtmikroskopische Aufnahme einer Gitterstruktur der Maske	32
Abbildung 3.10: Prozessablaufschemata zur lithographischen Herstellung von Amplituden- und Phasengittern über eine laserdirektstrukturierte Chromgitter-Maske.....	34
Abbildung 3.11: Lichtmikroskopische Aufnahmen einer fehlerhaften laserstrukturierten Maske.	35
Abbildung 4.1: Morphologische Eigenschaften von Silizium <100> bei der Mehrpulsbearbeitung mit fs-Pulsen ($F = 1,3 \text{ J/cm}^2$; Gaußprofil) a) $N = 8$, Beginn der Ripple-Bildung, b) $N = 20$ und c) $N = 1000$ Beginn der Mikrosäulenbildung (REM).	39
Abbildung 4.2: Abhängigkeit des quadrierten Schädigungsdurchmessers von der eingestrahnten Laserfluenz und ermittelte Schwellwerte für Silizium <100> für Einzel- bzw. Mehrpulsbearbeitung. ($\lambda = 775 \text{ nm}$, $\tau = 120 \text{ fs}$, $N = 100$, Gaußprofil)	40
Abbildung 4.3: Abhängigkeit der quadrierten Schädigungsdurchmesser von der eingestrahnten Laserfluenz und ermittelte Schwellwerte für eine 100 nm Aluminiumschicht für Einzelpuls- bzw. Mehrpulsbearbeitung.....	41
Abbildung 4.4: REM-Aufnahmen und Profilansichten (Interferometer) zur Bestimmung der Strukturperiode einer strukturierten Siliziumprobe unter Variation der Gitterkonstante a) $a_P = 35 \mu\text{m}$ und b) $a_P = 55 \mu\text{m}$ ($F_{\text{mitt}} = 130 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 100$; $V = 1/14$) bei Verwendung des gleichen Objektivs. .	43
Abbildung 4.5: Interferometrische Aufnahmen und Profilansicht zur Bestimmung der Strukturperiode einer strukturierten Aluminiumschicht unter Variation der Vergrößerung a) $V = 1/12$ und b) $V = 1/7$ ($F_{\text{mitt}} = 370 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 100$; $a_P = 55 \mu\text{m}$) bei Verwendung des gleichen Gitters.....	44
Abbildung 4.6: REM- und Profilaufnahme (Interferometer) zur Bestimmung der Strukturperiode einer strukturierten Aluminiumschicht ($F_{\text{mitt}} = 490 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 5$; $a_P = 35 \mu\text{m}$; $V = 1/14$).....	45
Abbildung 4.7: Schematische Darstellung des Strahlenverlaufs entlang der optischen Achse und Strahlkonfiguration vor der fokussierenden Optik für a) AG/ AG, b) PG/ PG und c) AG/ PG.	46
Abbildung 4.8: Vergleich der Oberflächentopographien einer mittels a) 2-, b) 3- und c) 4-Strahl-Interferenz strukturierten Aluminiumschicht unter Verwendung von PG (Interferometer).	47
Abbildung 4.9: Vergleich der Oberflächentopographien und Profile (x-Richtung) einer mittels 4-Strahl-Interferenz strukturierten Aluminiumschicht für die Anwendung von a) 2 PG und b) 2 AG (Interferometer).....	48
Abbildung 4.10: Oberflächentopographie und Profilansicht (Interferometer) in x-, y-Richtung einer strukturierten Aluminiumschicht für die Kombination AG/ PG bei gleicher Gitterkonstante $a_{A/P} = 55 \mu\text{m}$ (6-Strahl-Interferenz).	49
Abbildung 4.11: Oberflächentopographie und Profilansicht (Interferometer) in x-, y-Richtung einer strukturierten Aluminiumschicht für die Kombination AG/ PG mit verschiedenen Gitterkonstanten $a_A = 55 \mu\text{m}$ und $a_P = 35 \mu\text{m}$ (6-Strahl-Interferenz).	49
Abbildung 4.12: Oberflächentopographie und Profilansicht (Interferometer) in x-, y-Richtung einer strukturierten Aluminiumschicht für die Kombination PG/ PG mit verschiedenen Gitterkonstanten $a_P = 55 \mu\text{m}$ und $a_P = 35 \mu\text{m}$ (4-Strahl-Interferenz).	50
Abbildung 4.13: REM-Aufnahmen einer mittels 4-Strahl-Interferenz strukturierten Siliziumprobe und Simulation der Intensitätsmuster (Flächendiagramm) für a) $\beta = 0^\circ$, b) $\beta = 40^\circ$ und c) $\beta = 70^\circ$ (2 AG).	51
Abbildung 4.14: Simulation (Flächendiagramm) der resultierenden Intensitätsverteilung einer 4-Strahl-Interferenz für die Näherung des Winkels $\beta \rightarrow 90^\circ$ a) $\beta = 80^\circ$ b) $\beta = 85^\circ$ und c) $\beta = 90^\circ$	51
Abbildung 4.15: Einfluss der Ripples-Strukturen auf das Prozessergebnis von Silizium unter zueinander verdrehten Gitterlinien (2 AG) a) $\beta = 80^\circ$ und b) $\beta = 90^\circ$ (REM).	52
Abbildung 4.16: Vergleich der Oberflächentopographien (Interferometer) einer 4-Strahl-Interferenz a) ohne und b) mit Phasendifferenz $\Delta\phi = \pi/2$ (Aluminiumschicht).	53

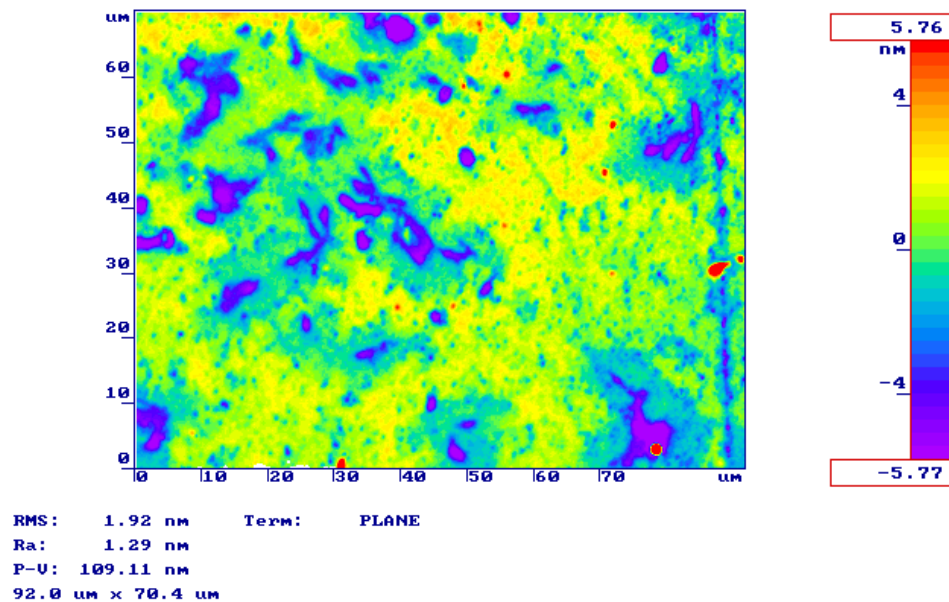
Abbildung 4.17: <i>Simulation der Intensitätsverteilung (Flächendiagramm) einer 4-Strahl-Interferenz a) ohne und b) mit Phasendifferenz $\Delta\phi = \pi/2$ zwischen den Teilstrahlen (2 AG).</i>	53
Abbildung 4.18: <i>Vergleich der Oberflächentopographien (Interferometer) einer 5-Strahl-Interferenz a) ohne und b) mit Phasendifferenz $\Delta\phi = \pi/2$ (Aluminiumschicht).</i>	54
Abbildung 4.19: <i>Simulation der Intensitätsverteilung (Flächendiagramm) einer 5-Strahl-Interferenz a) ohne und b) mit Phasendifferenz $\Delta\phi = \pi/2$ (2 AG).</i>	55
Abbildung 4.20: <i>Abhängigkeit der Grabenbreiten und -tiefen von a) und b) der Fluenz ($N = 10$) und c) und d) der Pulsanzahl ($F_{\text{mitt}} = 370 \text{ mJ/cm}^2$) (AFM).</i>	57
Abbildung 4.21: <i>Abhängigkeit der mittleren Grabenbreite von der Fluenz und Pulsanzahl für Silizium.</i>	58
Abbildung 4.22: <i>Abhängigkeit der mittleren Grabentiefe von der Fluenz und Pulsanzahl für Silizium.</i>	58
Abbildung 4.23: <i>Abhängigkeit des ablatierten Profils auf Silizium von der Pulsanzahl a) $N = 5$ und b) $N = 100$ ($F_{\text{mitt}} = 430 \text{ mJ/cm}^2$) (REM).</i>	59
Abbildung 4.24: <i>AFM-Profilaufnahmen zur Bestimmung des Schichtabtrags (Dicke ca. 50 nm) in den Gräben der Aluminiumschicht a) $N = 5$; $F_{\text{mitt}} = 290 \text{ mJ/cm}^2$ und b) $N = 100$; $F_{\text{mitt}} = 490 \text{ mJ/cm}^2$.</i>	60
Abbildung 4.25: <i>Abhängigkeit der Grabenbreiten einer strukturierten Aluminiumschicht von den Prozessparametern für a) $N = 5$; $F_{\text{mitt}} = 370 \text{ mJ/cm}^2$ und b) $N = 100$; $F_{\text{mitt}} = 480 \text{ mJ/cm}^2$ (REM).</i>	60
Abbildung 4.26: <i>REM-Aufnahmen periodisch strukturiertem Siliziums ($F_{\text{mitt}} = 430 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 100$; $a_A = 35 \mu\text{m}$).</i>	61
Abbildung 4.27: <i>REM-Aufnahmen zum Nachweis des Einflusses der a) senkrechten und b) parallelen Anordnung der Beugungsgitterlinien zur Polarisationsrichtung der Laserstrahlung auf das Strukturierungsergebnis ($F_{\text{mitt}} = 430 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 100$; $a_P = 35 \mu\text{m}$; Silizium).</i>	62
Abbildung 4.28: <i>REM-Aufnahmen und EDX-Spektren einer strukturierten Siliziumprobe a) vor und b) nach dem Ätzen in einer HF-Lösung (Scanbereich: $24 \mu\text{m} \times 17 \mu\text{m}$).</i>	63
Abbildung 4.29: <i>REM-Aufnahmen einer strukturierten Aluminiumschicht ($F_{\text{mitt}} = 370 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 5$; $a_P = 35 \mu\text{m}$; $d_{\text{theo}} = 1,3 \mu\text{m}$).</i>	64
Abbildung 4.30: <i>AFM-Aufnahmen einer strukturierten Aluminiumschicht ($F_{\text{mitt}} = 490 \text{ mJ/cm}^2$; $N = 5$; $a_P = 35 \mu\text{m}$; $d_{\text{theo}} = 1,3 \mu\text{m}$).</i>	64
 Tabelle 3.1: <i>Technische Daten der Laserquelle CPA 2001 [18]</i>	23
Tabelle 3.2: <i>Parameter des Bewegungssystems [18]</i>	25
Tabelle 3.3: <i>Eigenschaften des Reflexions-Objektivs 25-0514 von Coherent</i>	27
Tabelle 4.1: <i>Zusammenfassung der experimentell und theoretisch ermittelten lateralen Strukturperiode für verschiedene Gitterkonstanten und Objektivvergrößerungen</i>	44

A Anhang

Bestimmung der Oberflächenqualität der verwendeten Siliziumproben mittels Weißlicht-Interferometrie:



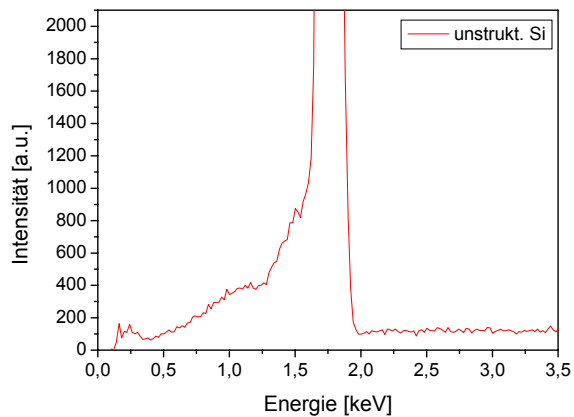
Bestimmung der Oberflächenqualität der verwendeten Aluminiumdünnschichten mittels Weißlicht-Interferometrie:



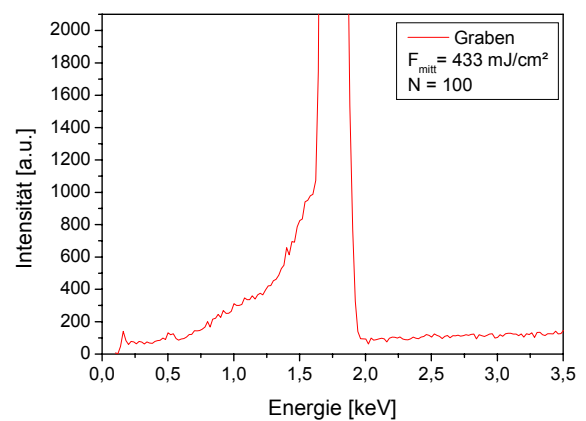
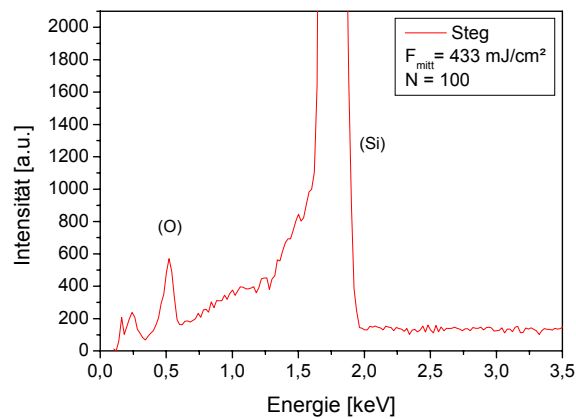
B Anhang

Energiedispersive Analysen zum Nachweis einer Materialoxidation infolge der Laserstrukturierung von Silizium

B.1 unstrukturierte Probe (Scanbereich: 24 μm x 17 μm)

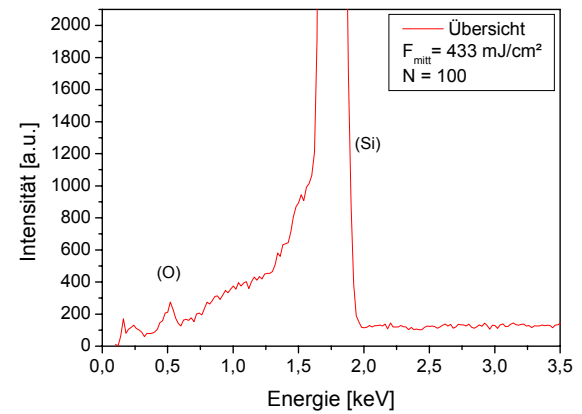
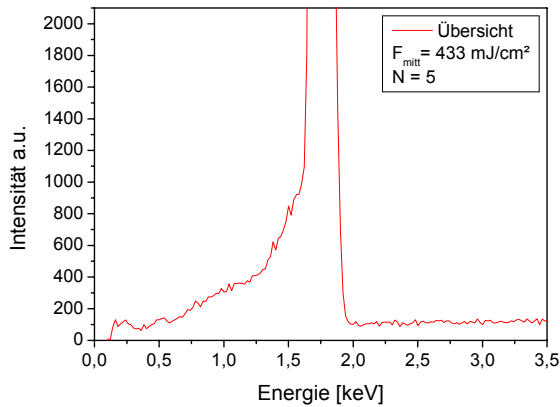
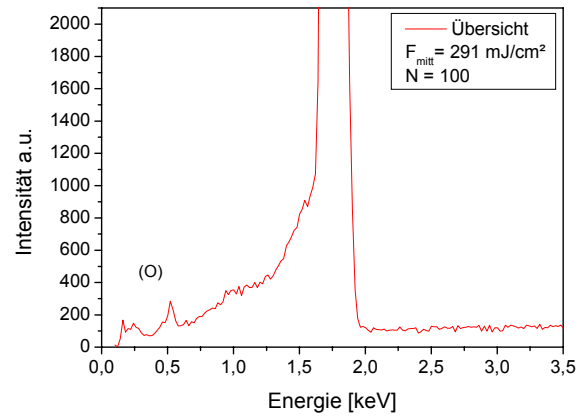
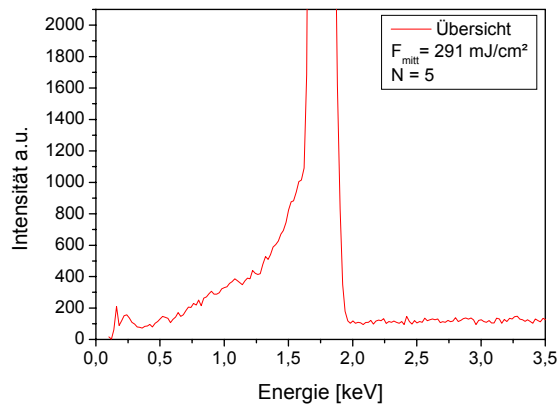


B.2 Steg und Graben einer strukturierten Probe (Scanbereich: 0,33 μm x 0,25 μm)



B.3 Abhängigkeit des Sauerstoff-Signals von der Fluenz und Pulsanzahl

(Scanbereich: $24\ \mu\text{m} \times 17\ \mu\text{m}$)



B.4 Steg einer strukturierten Probe nach dem Ätzen (Scanbereich: $0,33\ \mu\text{m} \times 0,25\ \mu\text{m}$)

