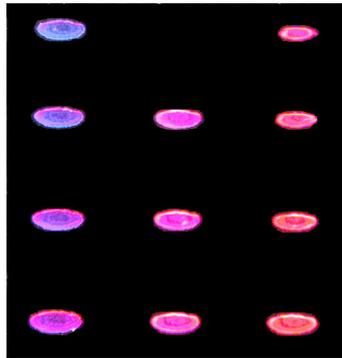


Aufbau einer Interferenzlithografie-Anlage zur Herstellung photonischer Kristalle

von

Karolin Mellert



Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Dezember 2002

Referent: Prof. Dr. Harald Gießen
Koreferent: Prof. Dr. Karsten Buse

Teile dieser Arbeit wurden bereits bereits veröffentlicht:

K. Mellert und H. Giessen, *Fabrication of metallic photonic crystals by optical lithography*, WE Heraeus Sommerschool on Photonic Crystals, Wittenberg 2002, Poster.

K. Mellert, D. Nau und H. Giessen, *Fabrication of metallic photonic crystals by optical lithography*, PECS-IV, Los Angeles 2002, Poster II-28.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Herstellung photonischer Kristalle	1
1.2	Ziel dieser Arbeit	2
2	Theoretische Grundlagen photonischer Kristalle	5
2.1	Photonische Kristalle	5
2.2	Metallische photonische Kristalle	8
3	Interferenz: Theorie und Simulation	13
3.1	Theorie	13
3.2	Simulation	14
3.3	Ergebnisse der Simulation	17
4	Fotolithografischer Prozess	25
4.1	Positiver und negativer Fotolack	25
4.2	Funktionsweise von Novolak	25
5	Experimentelle Durchführung	29
5.1	Technische Grundlagen	29
5.2	Experimenteller Aufbau	30
5.3	Abmessungen	31
5.4	Probenherstellung	33
5.5	Energiedosis	37
5.6	Strahlengang	39
6	Experimentelle Ergebnisse und Auswertung	41
6.1	Energiefenster	41
6.2	Lichtmikroskopaufnahmen	42
6.3	Interferenzmuster	47
6.4	Tastverhältnisse	49
6.5	Optische Eigenschaften	53
6.6	Lösungsvorschläge	53
6.7	Ausblick	55
7	Zusammenfassung und Ausblick	57
A	Berechnung der Gitterperioden	59
A.1	Zweistrahlinterferenz	59
A.2	Vierstrahlinterferenz	60
B	Herstellungsparameter	65
C	Lichtmikroskopaufnahmen	69

D REM-Aufnahmen	71
Literaturverzeichnis	73

Kapitel 1

Einführung

Das 20. Jahrhundert war geprägt von elektronischen Neuerungen wie Telefon, Fernseher oder Computer. Man spricht nicht umsonst vom Zeitalter der Elektronik. Möglich machte dies die Erfindung des Transistors [BB48, Sho49] im Jahre 1948 durch J. Bardeen und W. H. Brattain. Grundstein für diese technische Neuerung war die Untersuchung von Halbleitern. Schon seit einiger Zeit versucht man, nicht nur der elektrischen Eigenschaften von Materialien Herr zu werden sondern bedient sich auch ihrer optischen Eigenschaften. So werden in der Telekommunikation bereits Glasfaserkabel eingesetzt, um große Datenmengen über weite Strecken möglichst verlustfrei zu transportieren.

Eine ähnliche Rolle wie den Halbleitern in der Elektronik schreibt man nun den photonischen Kristallen in der Optik zu. Ursprünglich entstand die Idee zu ihrer Realisierung aus den Gedankenkonstruktionen, Licht zu lokalisieren [Joh87] oder die spontane Emission künstlich zu unterdrücken [Yab87]. Als Analogon zum Halbleiter besitzen photonische Kristalle eine optische Bandlücke (*photonic bandgap*, *PBG*). In diesem Frequenzbereich kann Licht in keiner Richtung den Kristall durchqueren. Der periodischen Anordnung der Atome in Form von Gittern bei Halbleitern entspricht bei den photonischen Kristallen eine periodischen Variation der Dielektrizitätskonstanten ϵ . Die Bereiche mit unterschiedlichem ϵ variieren in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichts, für das der Kristall eine Bandlücke besitzt [Yab93]. Durch gezieltes Einbringen von Defekten [NYSa01] kann die Bandstruktur dieser Materialien so verändert werden, dass sich nur bestimmte Lichtmoden in dem Kristall ausbreiten können. Dies kann als Grundlage für die Entwicklung von miniaturisierten Elementen optischer Schaltkreise wie z.B. perfekten Strahlteilern (Y-Abzweigungen) [LCB⁺02], Wellenlängen(de)multiplexern [NCI00] oder sogar einem optischen Transistor [JQ97] dienen. Würden einzelne angeregte Atome, die unter normalen Umständen unter Aussendung von Licht relaxierten, in den photonischen Kristall eingebracht, ließe sich sogar die spontane Emission beeinflussen.

1.1 Herstellung photonischer Kristalle

Die Herstellung photonischer Kristalle erweist sich aufgrund der kleinen Dimensionen als technische Herausforderung. Im wesentlichen gibt es vier Strukturen, denen die Theorie eine komplette photonische Bandlücke vorausgesagt.

- **Inverse Diamantstruktur:** Die inverse Diamantstruktur ist die erste Struktur, für die die Existenz einer Bandlücke vorhergesagt wurde. [HCS90] Sie besteht aus Löchern in einem Dielektrikum, die in einem kubisch-flächenzentrierten Gitter angeordnet sind. Erste Versuche zu ihrer Realisierung im Mikrowellenbereich fanden durch einfaches Bohren von Löchern statt. [Yab93] Eine moderne Variante dieses Verfahrens ist die Interferenzlithografie, die durch Belichten von Fotolacken mit Interferenzmustern die dreidimensionale Strukturierung des Lacks in der Größenordnung der Wellenlänge von Licht erlaubt. [CSH⁺00, KMJa01, MMK⁺02]

- **Invertierte Opale:** Zunächst werden Stapel von Nanokugeln durch einen Selbstordnungsprozesse der Kugeln erzeugt und die Zwischenplätze mit einem weiteren Material aufgefüllt. Ein anschließendes Herauslösen der Kugeln liefert die *invertierten Opale*. [BCGa00, VBSN01, HVFMa02]
- **Holzstoß-Geometrie:** Die Holzstoßgeometrie (*Woodpile*) bezeichnet ein dreidimensionales Gitter aus gestapelten Nanobalken, die durch mehrschichtige Ätzverfahren hergestellt werden. [LFHa98, NTYC00, FLEKa02]
- **Spiralgeometrie:** Für die tetragonale Anordnung von quadratischen Nanospiralen (siehe Abb. 2.2) wird ebenfalls eine komplette Bandlücke vorhergesagt. Ein erster Versuch zu ihrer Erzeugung ist ein gerichteter Aufdampfprozess unter sehr flachen Winkeln und bei gleichzeitiger Drehung der Probe (*glancing angle depositon, GLAD*). [TJ01]

Oft reicht bereits die Herstellung zweidimensionaler Elemente aus, sowohl für technische Anwendungen als auch für die Untersuchung der physikalischen Grundlagen. Bei den zweidimensionalen Strukturen handelt es sich meistens um eine hexagonale oder quadratische Anordnung von Stäben oder Poren (Luftsäulen). Zu unterscheiden ist hier noch zwischen Stäben, die lang sind im Vergleich zu ihrem Durchmesser [CLJu00] und dünnen Membranen [NCI00], deren Löcher breiter als tief sind.

Bisher hat sich keiner dieser verschiedenen Ansätze gegenüber den anderen durchsetzen können. Alle haben ihre Vor- und Nachteile und man ist noch weit entfernt von der industriellen Massenproduktion photonischer Kristalle. Inzwischen weiß man, dass die Natur dem Menschen auch in diesem Gebiet voraus ist. So gibt es Lebewesen wie die Seemaus [PMM⁺01] oder Schmetterlinge, die von optischen Effekten durch nanostrukturierte Borsten bzw. Flügel profitieren. Im Falle der Seemaus ähneln die Strukturen der Borsten erstaunlich denen der heutigen photonischen Fasern (*photonic crystal fiber*)¹.

1.2 Ziel dieser Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau einer Interferenzlithografie-Anlage zur Herstellung zweidimensionaler Strukturen in Fotolack in der Größenordnung der Wellenlänge von Licht. Fernziel ist die Herstellung zwei- und dreidimensionaler metallischer photonischer Kristalle. Diese metallischen photonischen Kristalle formieren eine neue Materialklasse. Bei diesen Strukturen liegen sowohl eine photonische als auch eine elektronische Resonanz entartet bei derselben Energie und können deshalb in starke Wechselwirkung miteinander treten, was zur Formierung neuer Quasiteilchen dienen kann.

Im Vergleich zu anderen Methoden eignet sich die Interferenzlithografie insbesondere für die Herstellung von periodischen Strukturen und ist daher geradezu prädestiniert für die Anwendung im Bereich der photonischen Kristalle. Sie bedarf im Vergleich zu anderen lithografischen Methoden keiner Maske und ist je nach Aufbau auch in der Lage, große Flächen zu belichten [Fra02]. Die Belichtung von Fotolack mit einem Interferenzmuster erfolgt in einem einzigen Schritt, im Gegensatz beispielsweise zur Elektronenstrahlolithografie. Die Interferenzlithografie ist nicht nur schneller, sondern auch weniger anfällig für Fehler. Die entstehenden Muster sind perfekt periodisch, die Gitterperiode variiert auch in den äußeren Bereichen der belichteten Flächen nicht. Sogenannte „stitching errors“² tauchen nicht auf. Um die Flexibilität des Lithografieaufbaus zu erhöhen, wird ein holografischer Strahlteiler

¹Photonische Fasern sind Glasfasern, deren Mantel aus zweidimensionalen photonischen Kristallstrukturen besteht. Das Licht wird durch mehrfache konstruktive Bragg-Reflexionen im Luftkern der Faser gehalten und erlaubt so verlustarme Lichtleitung über lange Strecken.

²Fehler, die z.B. bei der Elektronenstrahlolithografie durch nicht korrektes Aneinanderreihen der hergestellten Bereiche entstehen, sogenannte „Nähfehler“.

benutzt, der mehrere Strahlen gleichzeitig erzeugt und so durch geschickte Auswahl der Strahlen das Herstellen verschiedener Muster erlaubt. Der Herstellung beliebiger Muster sind zwar Grenzen gesetzt, aber durch die Wahl verschiedener Parameter wie Polarisierung und Strahlrichtung können die Muster trotzdem erheblich variiert werden.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen photonischer Kristalle

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Material wird vollständig durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben. Sie stellen ein mathematisches Gerüst dar, für welches geeignete Ausbreitungslösungen¹ (*Moden*) gefunden werden müssen. Die Periodizität des photonischen Kristalls liefert die nötigen Randbedingungen. [JMW95]

2.1 Photonische Kristalle

Im folgenden wird gezeigt, wie man konkrete Lösungen für die Ausbreitung des Lichts in einem Dielektrikum findet. Zunächst startet man mit den *Maxwellgleichungen* (hier in cgs-Einheiten):

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \vec{J}, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0, \quad (2.4)$$

wobei der Einfluss des Materials über den Potenzreihenansatz

$$D_i = \sum_j \epsilon_{ij} E_j + \sum_j k \chi_{ijk} E_j E_k + O(E^3) \quad (2.5)$$

berücksichtigt wird. Ferroelektrische und ferromagnetische Materialien seien von Beginn an ausgeschlossen.

Um das Problem zu vereinfachen, werden folgende Annahmen gemacht:

- Das zu betrachtende Material besteht aus Regionen mit jeweils unterschiedlichen, aber homogenen Dielektrika.
- Es gibt keine freien Ladungen und es fließen keine makroskopischen Ströme, d.h. $\rho = 0; \vec{J} = 0$.
- Die elektrische Feldstärke ist so klein, dass es keine nichtlinearen Effekte gibt, d.h. $\chi = 0$.
- Das Material ist makroskopisch und isotrop, so dass $\epsilon(\vec{r}, \omega)$ skalar ist: $\vec{D}(\vec{r}, \omega) = \epsilon(\vec{r}, \omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega)$.

¹oder auch statische Lösungen

- Es wird nur ein kleiner Frequenzbereich betrachtet, die Frequenzabhängigkeit ist also vernachlässigbar.
- Das Dielektrikum ist verlustfrei: $\epsilon(\vec{r})$ ist reell.

Die Potenzreihe 2.5 vereinfacht sich so zu

$$\vec{D}(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}). \quad (2.6)$$

Ähnliche Annahmen vereinfachen auch die Formel für das magnetische Feld. Geht man von einer ortsunabhängigen Permeabilitätskonstanten μ aus, so gilt

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu\vec{H}(\vec{r}, t). \quad (2.7)$$

Da es sich bei μ nur um eine multiplikative Konstante handelt, kann sie problemlos auf eins gesetzt werden. In Zukunft sei deshalb

$$\mu = 1. \quad (2.8)$$

Mit 2.6, 2.7 und 2.8 vereinfachen sich die Maxwell-Gleichungen zu

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \epsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.10)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \frac{\epsilon(\vec{r})}{c} \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0, \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0. \quad (2.12)$$

Für das elektrische und das magnetische Feld werden die folgenden periodischen Lösungsansätze gemacht:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \exp(i\omega t)\vec{E}(\vec{r}), \quad (2.13)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \exp(i\omega t)\vec{H}(\vec{r}). \quad (2.14)$$

Die physikalischen Größen entsprechen dem Realteil von $\vec{E}(\vec{r}, t)$ und $\vec{H}(\vec{r}, t)$. Der Einsatz der komplexen Größen erleichtert jedoch das Rechnen und ändert wegen der Linearität nichts an der Gültigkeit der Lösungen. Mit diesen Ansätzen ergibt sich aus 2.9 - 2.12

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0, \quad (2.15)$$

$$\nabla \cdot \epsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) = 0, \quad (2.16)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) - \frac{i\omega}{c}\epsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) = 0, \quad (2.17)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) + \frac{i\omega}{c}\vec{H}(\vec{r}) = 0. \quad (2.18)$$

Weder für \vec{H} noch für \vec{E} sind daher Quellen oder Senken im Medium vorhanden. Es müssen nun Lösungen für \vec{H} und \vec{E} gefunden werden, die 2.15 - 2.18 gerecht werden. Für transversale elektromagnetische Wellen sind 2.15 und 2.16 im Falle ebener Wellen ($\vec{H}(\vec{r}) = \vec{a} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$, mit $\vec{a} \cdot \vec{k} = 0$) immer erfüllt. Es muss also nur noch 2.17 und 2.18 Rechnung getragen werden, solange man die Transversalitätsbedingung erfüllt. Gleichung 2.17 lässt sich umformen zu

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) - \nabla \times \left(\frac{i\omega}{c} \vec{E}(\vec{r}) \right) = 0. \quad (2.19)$$

Durch Einsetzen von 2.18 in 2.19 erhält man dann die so genannte *Mastergleichung* [JMW95]:

$$\boxed{\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r})}. \quad (2.20)$$

Zusammen mit Gl. 2.15 und 2.16 bestimmt die Mastergleichung vollständig $\vec{H}(\vec{r})$. Hat man für ein gegebenes $\epsilon(\vec{r})$ bei einer festen Frequenz ω eine Lösung $\vec{H}(\vec{r})$ der Mastergleichung gefunden und erfüllt diese die Transversalitätsbedingung, so lässt sich nun aus 2.17 auch $\vec{E}(\vec{r})$ bestimmen:

$$\vec{E}(\vec{r}) = -\frac{ic}{\omega} \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}). \quad (2.21)$$

Bei der Mastergleichung handelt es sich um ein Eigenwertproblem:

$$\Theta \vec{H}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H}(\vec{r}),$$

mit $\Theta \vec{H}(\vec{r}) := \nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r})\right).$ (2.22)

Die Feldverteilungen der harmonischen Moden entsprechen den Eigenvektoren dieses Problems und die Eigenwerte sind proportional zum Quadrat der Frequenz dieser Moden. Der Operator Θ ist hermitesch bezüglich des L^2 -Skalarproduktes², d. h. er ist linear, besitzt reelle Eigenwerte und die Eigenvektoren sind orthogonal. Hat man erst einmal Lösungen der Mastergleichung gefunden, so lassen sich diese durch Anpassen der Wellenlänge problemlos auf andere Größenordnungen übertragen, ebenso für unterschiedliche Dielektrizitätskonstanten. Skaliert man beispielsweise die Ortskoordinate mit dem Faktor s oder die Dielektrizitätskonstante mit $\frac{1}{s^2}$, so ändert sich die Frequenz ω folgendermaßen:

$$\tilde{r} = \frac{r}{s} \Rightarrow \tilde{\omega} = \frac{\omega}{s},$$

$$\tilde{\epsilon} = \frac{\epsilon}{s^2} \Rightarrow \tilde{\omega} = \omega \cdot s.$$

Es bietet sich an, die Periodizität der photonischen Kristalle auf der Suche nach Lösungen zu nutzen. Durch Symmetriebetrachtungen (wie schon aus der Quantenmechanik bekannt) lassen sich bereits Aussagen über einige Eigenschaften der Lösungen treffen, ohne dass man eine konkrete Lösung gefunden hat. Die Beschreibung der geometrischen Anordnung eines photonischen Kristalls geschieht ganz analog zu der Terminologie von Kristallen in der Festkörperphysik (vgl. [Kit99]). So lässt sich die Periodizität des photonischen Kristalls durch die Gittervektoren \vec{R} beschreiben, der Raum der Gittervektoren wird dabei von drei primitiven Gittervektoren $\{\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3\}$ aufgespannt. Jeder Gittervektor $\vec{R} = \alpha_1 \vec{a}_1 + \alpha_2 \vec{a}_2 + \alpha_3 \vec{a}_3$ ist also eine spezielle Linearkombination der primitiven Gittervektoren. Die reziproken primitiven Gittervektoren \vec{b}_i sind definiert durch

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}, \quad \vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}, \quad \vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}, \quad (2.23)$$

und es gilt analog für alle reziproken Gittervektoren $\vec{G} \in \text{span}\{\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3\}$. Die Moden eines dreidimensionalen periodischen Systems lassen sich mit Hilfe ihrer Wellenvektoren $\vec{k} = k_1 \vec{b}_1 + k_2 \vec{b}_2 + k_3 \vec{b}_3$ durchnummerieren. Dabei können mehrere Wellenvektoren \vec{k} ein und dieselbe Mode bezeichnen, da das System von Lösungen redundant ist. So ist z. B. $\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{H}_{\vec{k}+\vec{G}}(\vec{r})$. Der Bereich der Wellenvektoren, der ausreicht, um alle Moden zu charakterisieren, ist die irreduzible *Brillouinzone*. Es stellt sich heraus, dass die Lösungen als Zustände dargestellt werden können, welche die Symmetrie des jeweiligen Kristalls widerspiegeln:

$$\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r})} \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r})} \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}). \quad (2.24)$$

Ist $\epsilon(\vec{r})$ festgelegt, kann man also für jedes beliebige ω die Ausbreitungsmoden $\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r})$ errechnen, und erhält somit die *Bandstruktur* (oder auch Dispersionsrelation: ω wird aufgetragen

² $(F(\vec{r}), G(\vec{r})) := \int F(\vec{r})^* \cdot G(\vec{r}) d\vec{r}$

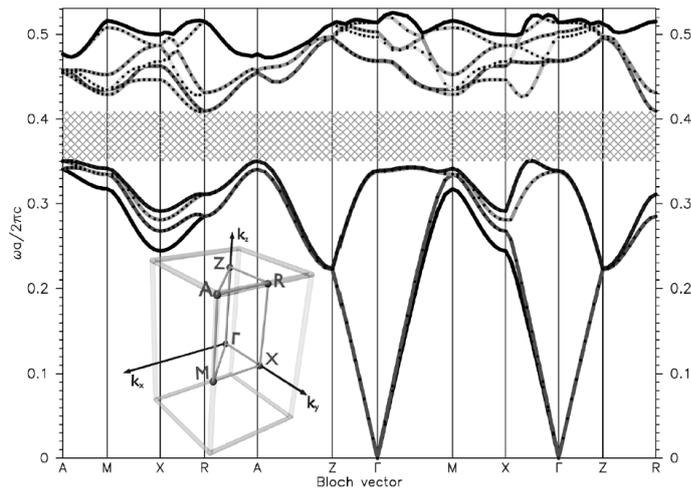


Abbildung 2.1: Berechnete Bandstruktur für die von S. John et al. vorgeschlagene Spiralstruktur. Die normalisierte Frequenz wird aufgetragen über den Wellenvektoren der Ausbreitungsmoden. Eine relativ große Bandlücke befindet sich zwischen dem vierten und fünften Band. (aus [TJ01])

über $|\vec{k}|$) zu dem jeweiligen photonischen Kristall. Es ist üblich, die Bandstruktur entlang des *charakteristischen Weges*³ aufzutragen, da sich auf diesem Weg alle möglichen Maxima und Minima befinden. [JMW95] Man spricht von einer vollständigen photonischen Bandlücke, wenn für einen Frequenzbereich in keiner Richtung des Kristalls Ausbreitungsmoden vorhanden sind. Die tatsächlichen Berechnungen erfolgen numerisch und können beispielsweise mit Verfahren durchgeführt werden, die bereits aus der Festkörperphysik bekannt sind und auf dieses Problem angepasst werden: die Methode der ebenen Wellen (*plane wave method* PWM) [HCS90] und die Korringa-Kohn-Rostocker Methode (KKR) [Mor95]. Eine weitere neue Methode, die speziell für die Berechnung photonischer Bandlücken von Pendry und McKinnon [PM92] entwickelt wurde, ist ein Spezialfall der Transfer-Matrix-Methode. Ein Beispiel für die berechnete Bandstruktur eines photonischen Kristalls ist in Abb. 2.1 gegeben. Dabei handelt es sich um die von Sajeev John et al. vorgeschlagene Spiralstruktur [TJ01] (siehe Abb. 2.2).

2.2 Metallische photonische Kristalle

Nanostrukturierte Metalle zeigen in Zusammenhang mit Licht außergewöhnliche Eigenschaften, wie z. B. die verstärkte Transmission von Licht durch Löcher mit einem Durchmesser kleiner als die Wellenlänge des Lichts [ELG⁺98, LDD⁺02] oder die Fokussierung des Lichts in sehr kleine Volumina [PO02]. Den größten Unterschied zwischen den im vorherigen Abschnitt betrachteten photonischen Kristallen und den jetzt zu betrachtenden metallischen photonischen Kristallen ist die nunmehr komplex anzusetzende dielektrische Funktion. Metalle verfügen über eine dielektrische Funktion, die sowohl Real- als auch Imaginärteil besitzt. Die elektromagnetischen Wellen regen die Elektronen im Material zu kollektiven Schwingungen (den *Plasmonen*) an, was zu Absorption führt. Die Bandstrukturberechnungen aus Abschnitt 2.1 lassen sich jedoch nicht ohne weiteres auf Metalle übertragen. Vielmehr muss der Einfluss durch die Anregung von Plasmonen berücksichtigt werden. Ein interessanter Ansatz ist die Anregung von Oberflächenplasmonen in zweidimensionalen, quadratisch angeordneten Punktstrukturen aus Gold auf einem dielektrischen Schichtwellenleiter [LKG01], auf den im folgenden näher eingegangen wird.

³Verbindungsline zwischen den Eckpunkten der irreduziblen Brillouinzone

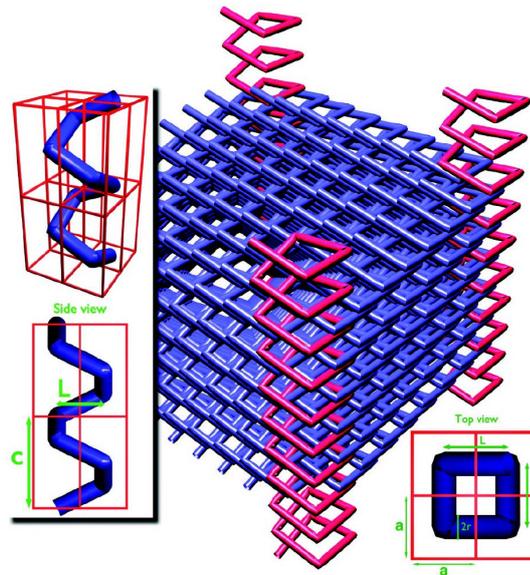


Abbildung 2.2: Geometrie der Spiralstruktur. Die chirale Struktur besteht aus quadratischen Spiralen, die sich leicht überlappen. Für die inverse Struktur mit Luftspiralen in Material ist sogar noch eine größere Bandlücke vorhergesagt. Diese ließe sich aber schwieriger herstellen. (aus [TJ01])

Optische Eigenschaften einzelner Goldnanopartikel

Betrachtet werden einzelne sphärische Goldpartikel mit Durchmessern von bis zu 200 nm, die mit monochromatischen ebenen Lichtwellen beleuchtet werden. Das Licht wird zum Teil gestreut und zum Teil absorbiert. Die Summe aus absorbiertem sowie gestreuter Leistung nennt man die *Extinktion*. Eine Vorhersage des Streu- und Absorptionsverhaltens sphärischer Goldnanopartikel ermöglicht die Mie-Theorie [Mie08]. So lässt sich die Extinktionseffizienz⁴ für Partikel unterschiedlichen Durchmessers numerisch bestimmen. In Abb. 2.3 sind die Extinktionseffizienzen für verschiedene Partikeldurchmesser aufgetragen. Eine Extinktionseffizienz größer als eins bedeutet, dass mehr Leistung durch Streuung und Absorption verloren geht als durch reine Abschattung durch die Partikelquerschnittsfläche zu erwarten wäre. Die Resonanzen sind auf Plasmonenschwingungen zurückzuführen, die durch das Licht angeregt werden. Bis zu einem Durchmesser von 100 nm handelt es sich um Dipolschwingungen, bei 200 nm ist bereits eine Überlagerung von Dipol- und Quadrupolmoden zu beobachten. Je größer die Partikel sind, desto mehr Moden sind möglich. [Sch02]

Optische Eigenschaften mehrerer Goldnanopartikel

Solange keine Wechselwirkung zwischen den einzelnen Partikeln stattfindet, z. B. in einer Lösung weniger Goldkugeln in Wasser, ist das optische Verhalten identisch mit dem eines einzelnen Partikels. [Mie08] Ermöglicht die Umgebung jedoch eine Kopplung der angeregten Plasmonen aneinander, absorbiert beispielsweise ein Partikel die reemittierte Energie eines anderen Partikels, so ändert sich das Verhalten drastisch. Anstelle einer Resonanz können mehrere Resonanzen bei unterschiedlichen Wellenlängen auftreten. Eine derartige Kopplung ist z. B. durch das Aufbringen der Partikel auf einen dielektrischen Wellenleiter möglich. [LSL⁺00, SH98]

⁴Verhältnis von Extinktionsquerschnitt zu Partikelquerschnittsfläche; wobei der Extinktionsquerschnitt definiert ist als das Verhältnis von entzogener Gesamtleistung zu einfallender Intensität.

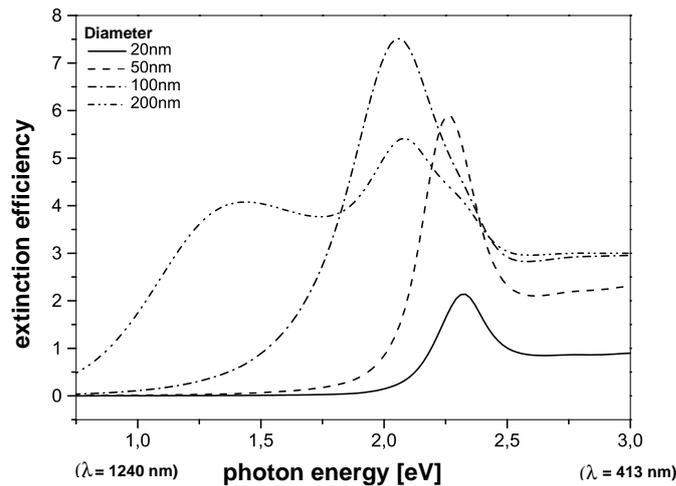


Abbildung 2.3: Berechnete Extinktionseffizienzen für Goldkugeln unterschiedlichen Durchmessers bei einem Brechungsindex des umgebenden Mediums von 1.55. (aus [Sch02])

Goldnanopartikelfelder auf Indium-Zinnoxid: gezielte Unterdrückung der Extinktion

Ein Beispiel für einen dielektrischen Schichtwellenleiter ist das System aus Luft ($\epsilon = 1$), Indium-Zinnoxid (ITO, $\epsilon = 3.8$) und Quarz ($\epsilon = 3.5$). Die ITO-Schicht hat einen größeren Brechungsindex als die umgebenden Schichten, weshalb es zur Ausbreitung von transversal elektrischen (TE) und transversal magnetischen (TM) Moden in der ITO-Schicht kommen kann. (Die Energie konzentriert sich in Regionen mit großem Brechungsindex.) Befindet sich auf der ITO-Schicht eine periodische Anordnung von Goldnanopartikeln, so können diese wie ein Gitterkoppler für den Wellenleiter fungieren. Sind die Periodizität der Partikelfelder und der Winkel, unter dem das Licht auf die Nanopartikel auftrifft, den Moden des Wellenleiters angepasst, interferieren die von den Partikeln ausgesandten Felder konstruktiv. Die Partikelplasmonen jedes einzelnen Partikels können an die Wellenleitermoden ankoppeln und einen gemeinsamen Zustand, das *Wellenleiter-Plasmon-Polariton*, bilden. Dieser Effekt führt zu einem charakteristischen Einbruch in der Extinktion (siehe Abb. 2.4). Licht, das normalerweise absorbiert und in viele Raumrichtungen gestreut worden wäre, wird jetzt gerichtet und zum gleichen Zeitpunkt emittiert. Diese Unterdrückung der Extinktion wurde zuerst von S. Linden et al. [LKG01, LCKG01] experimentell gemessen. Das Extinktionsspektrum wird durch viele Parameter wie Abstand und Größe der Partikel sowie Polarisation und Winkel des auftreffenden Lichts beeinflusst (vgl. auch [Lin01, CTG⁺]). Ein mögliche Anwendung dieses Effektes wäre ein besonders schmalbandiger Filter. Aber auch Lichtleitung [BVL02] und nichtlineare Effekte [Sch02] können in Goldnanopartikelfeldern beobachtet werden. Die Plasmonenresonanz hängt zudem von weiteren Faktoren wie Partikelform, Metallsorte sowie dielektrischen und chemischen Eigenschaften der Umgebung ab, weshalb weitere Einsatzfelder wie dielektrische und chemische Sondierung oder die Anwendung als Polarisationsfilter in Betracht kommen. [Ple02]

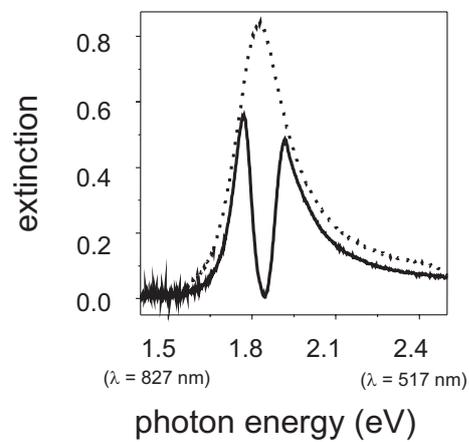


Abbildung 2.4: *Extinktionsspektrum eines regelmäßigen Goldnanopartikelfeldes für senkrechten Einfall des Lichts: Das Substrat besteht aus Quarzglas, welches mit 140 nm ITO beschichtet ist. Die durchgezogene Linie zeigt das Spektrum eines Feldes mit unterschiedlicher Gitterperiode a in x - und y -Richtung, $a_x = 350 \text{ nm}$ und $a_y = 425 \text{ nm}$. Gepunktete Linie: Referenzfeld mit einer Periode die nicht auf den Wellenleiter abgestimmt ist ($a_x = a_y = 300 \text{ nm}$). (aus [Lin01])*

Kapitel 3

Interferenz: Theorie und Simulation

Da vorausgesetzt wird, dass sich die Materialien bezüglich der elektromagnetischen Felder linear verhalten, gilt das Prinzip der linearen Superposition: Die elektromagnetischen Wellen durchdringen sich ohne gegenseitige Beeinflussung. Ihre Überlagerung führt zu konstruktiver und destruktiver Interferenz. Dadurch kommt es zur Ausbildung charakteristischer Intensitätsmuster. Im folgenden wird diskutiert, wie das Interferenzmuster mehrerer ebener Wellen berechnet werden kann. Dabei wird deutlich, welche Parameter das Muster beeinflussen können.

3.1 Theorie

Eine ebene elektromagnetische Welle der Wellenlänge λ und mit Ausbreitungsrichtung \vec{k} lässt sich durch den elektrischen Feldvektor \vec{E} wie folgt beschreiben:

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}, t) &= \text{Re} \left[e^{-i\omega t} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r} - iP} \vec{A} \right] \\ &=: \text{Re} \left[e^{-i\omega t} \vec{A}(\vec{r}) \right] = \frac{1}{2} \left[e^{-i\omega t} \vec{A}(\vec{r}) + e^{i\omega t} \vec{A}^*(\vec{r}) \right], \\ \text{wobei } \vec{A} &= a \begin{pmatrix} e^{-i\delta_1} \\ e^{-i\delta_2} \\ e^{-i\delta_3} \end{pmatrix}, \quad \omega = \frac{c}{\lambda} \quad \text{und} \quad |\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}.\end{aligned}\tag{3.1}$$

Die Phasenkonstanten δ_i legen dabei den Polarisationszustand der Welle fest. Der Phasenfaktor P beschreibt die konstante Phasenverzögerung im Vergleich zu anderen Strahlen. Der magnetische Feldvektor \vec{H} steht senkrecht auf \vec{E} und ließe sich analog beschreiben, wird aber für die weiteren Betrachtungen nicht benötigt. Die Intensität I einer elektromagnetischen Welle ist definiert als das zeitliche Mittel des Energiebetrages, der pro Zeit eine Einheitsfläche senkrecht zur Richtung des Energieflusses durchtritt. Bezeichnet man mit $\langle \cdot \rangle$ die zeitliche Mittelung, so gilt für isotrope Medien:

$$I(\vec{r}) \propto \langle |\vec{E}(\vec{r}, t)|^2 \rangle.\tag{3.2}$$

Das elektrische Feld \vec{E} an einem Ort ist gegeben als Summe aller an diesem Ort vorhandenen elektrischen Feldvektoren \vec{E}_i . Überlagern sich N Wellen, so erhält man demnach für die

Intensität

$$\begin{aligned}
I(\vec{r}) &\propto \left\langle \left| \sum_{i=1}^N \vec{E}_i(\vec{r}, t) \right|^2 \right\rangle \\
&= \left\langle \left| \operatorname{Re} \left(e^{-i\omega t} \sum_{i=1}^N \vec{A}_i(\vec{r}) \right) \right|^2 \right\rangle \\
&= \left\langle \left| \frac{1}{2} \left(e^{-i\omega t} \sum_{i=1}^N \vec{A}_i(\vec{r}) + e^{i\omega t} \sum_{i=1}^N \vec{A}_i^*(\vec{r}) \right) \right|^2 \right\rangle \quad (3.3) \\
&= \left\langle \frac{1}{4} \left(e^{-2i\omega t} \left| \sum_{i=1}^N \vec{A}_i(\vec{r}) \right|^2 + 2 \sum_{i=1}^N \vec{A}_i(\vec{r}) \cdot \sum_{i=1}^N \vec{A}_i^*(\vec{r}) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + e^{2i\omega t} \left| \sum_{i=1}^N \vec{A}_i^*(\vec{r}) \right|^2 \right) \right\rangle.
\end{aligned}$$

Betrachtet man das zeitliche Mittel $\langle \cdot \rangle$ über einen Zeitraum, der wesentlich größer ist als die Periode $T = \frac{2\pi}{\omega}$, gilt

$$I(\vec{r}) \propto \frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^N \vec{A}_i(\vec{r}) \cdot \sum_{i=1}^N \vec{A}_i^*(\vec{r}) \right), \quad (3.4)$$

weil die Terme $\propto e^{\pm 2i\omega t}$ durch die Mittelung wegfallen. Auf diese Weise erhält man das Intensitätsmuster, welches von N ebenen Wellen gleicher Wellenlänge erzeugt wird. Die Differenzvektoren der Wellenvektoren sind für die Periodizität des entstehenden Musters verantwortlich und spannen das reziproke Gitter auf. Die Polarisation geht durch das Skalarprodukt der Amplitudenvektoren als Formfaktor in das Muster ein.

Inverses Problem

Bei vielen Anwendungen ist es wünschenswert, ein vorgegebenes Interferenzmuster zu erzeugen und es stellt sich die Frage, wie ein solches Muster z. B. aus einer Reihe von Laserstrahlen erzeugt werden kann. Dieser umgekehrte Weg, nämlich zu einem festen Interferenzmuster die passende Wellenkonfiguration zu finden, stellt sich als wesentlich schwierigere Aufgabe heraus als zu gegebenen Wellenkonfigurationen das Interferenzbild zu erzeugen. Es handelt sich um eine sehr komplexe Fragestellung, die letztendlich zu einem nichtlinearen inversen Problem führt [Bur], das numerisch gelöst werden muss. Eine universell anwendbare Lösungsstrategie, die auch die Polarisation der einzelnen Strahlen berücksichtigt, steht zur Zeit noch nicht zur Verfügung. Es ist daher hilfreich, ein Simulationsprogramm zu schreiben, das ermöglicht, durch stichprobenartige Parameterwahl verschiedene Wellen-/Strahlkonfigurationen zu simulieren und auf diese Weise durch numerische Experimente interessante Muster zu finden.

3.2 Simulation

Für die Simulation eines Interferenzmusters bietet sich die Entwicklungsumgebung Matlab an, da es sich hierbei um eine vektorbasierte Sprache handelt, die sich daher gut für das hier vorliegende Problem aus der linearen Algebra eignet. Die bereits implementierten grafischen Ausgabemöglichkeiten von Matlab tragen ebenfalls zu dieser Entscheidung bei.

Das Simulationsprogramm berechnet auf einem regelmäßigen dreidimensionalen Gitter die Intensität I auf den einzelnen Gitterpunkten. Bei der späteren grafischen Ausgabe wird die

berechnete Intensität zwischen den Gitterpunkten linear interpoliert. Wenn h die Schrittweite (also der Abstand zwischen den Gitterpunkten) ist, lässt sich der quadratische Fehler dieser Interpolation abschätzen durch

$$\int |I_h(\vec{r}) - I(\vec{r})|^2 dx dy dz \leq Ch^2, \quad (3.5)$$

Dabei bezeichnet I_h den Wert, der sich aus der Interpolation für die Intensität I ergibt und C ist eine unbekannte Konstante. Der über das Würfelvolumen integrierte quadratische Fehler skaliert also mit h^2 [Bra92]. Eine Halbierung der Schrittweite reduziert beispielsweise den Fehler um den Faktor $\frac{1}{4}$. Es wird angenommen, dass es sich bei den zu überlagernden Strahlen um unendlich ausgedehnte, linear polarisierte ebene Wellen handelt. Der später in Abschnitt 5.2 erläuterte experimentelle Aufbau erlaubt es, das Programm auf maximal neun Strahlen zu limitieren. Eine viel größere Anzahl Strahlen ließe sich schwer experimentell realisieren. Diese Einschränkung ist daher für die meisten Anwendungen völlig ausreichend. Weiterhin seien nur Wellenvektoren zugelassen, die eine positive Komponente in x -Richtung aufweisen. Das Programm benötigt folgende Eingangsparameter:

- Wellenlänge λ
- Anzahl Gitterpunkte $N \times N \times N$
- Schrittweite h , mit der x , y , und z im Raum variieren
- Ausbreitungsrichtung des i -ten Strahls \vec{K}_i
- Betrag des i -ten Amplitudenvektors A_i
- Winkel zwischen der z -Achse und der normierten Projektion \vec{A}_i^{yz} von \vec{A}_i auf die yz -Ebene ϑ_i
- Phasenverzögerung P_i

Der Amplitudenvektor \vec{A}_i zeigt im wesentlichen die Richtung des elektrischen Feldvektors \vec{E}_i an, also auch die Polarisationssebene, und sein Betrag ist ein Maß für die Intensität des i -ten Strahls im Vergleich zu den anderen Strahlen. Die Phasenkonstanten δ_i (siehe Abschnitt 3.1) sind schon in der Richtung von \vec{A}_i berücksichtigt, wobei eine konstante Phasenverzögerung im Vergleich zu den anderen Strahlen weiterhin durch den Parameter P_i ermöglicht wird. In dem Winkel ϑ_i (vgl. Abb. 3.1) steckt die Information zu der Polarisation des Lichts, nämlich der Richtung des Amplitudenvektors \vec{A}_i . Zirkular polarisiertes Licht kann beispielsweise durch Überlagerung zweier linear polarisierter Wellen und einer Phasenverzögerung $P_i = \pi/2$ erreicht werden. Die obigen Informationen reichen aus, um die Intensität $I(\vec{r})$ an jedem Punkt des Gitters zu berechnen. Zunächst muss dazu der Amplitudenvektor \vec{A}_i aus den oben genannten Eingangsparametern generiert werden. Er ist durch folgende drei Eigenschaften vollständig gegeben:

1. $\vec{A}_i \perp \vec{K}_i$
2. $\angle(\vec{e}_z, \vec{A}_i^{yz}) = \vartheta_i$, wobei \vec{A}_i^{yz} die normierte Projektion von \vec{A}_i auf die yz -Ebene ist
3. $|\vec{A}_i| = A_i$,

und kann mit Hilfe folgender Formel berechnet werden:

$$\vec{A}_i = \frac{A_i}{\kappa} \left(\vec{A}_i^{yz} - \frac{\vec{A}_i^{yz} \cdot \vec{K}_i}{\vec{e}_x \cdot \vec{K}_i} \vec{e}_x \right) \quad (3.6)$$

mit $\vec{A}_i^{yz} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sin(\vartheta_i) \\ \cos(\vartheta_i) \end{pmatrix}$ und $\kappa = \left| \left(\vec{A}_i^{yz} - \frac{\vec{A}_i^{yz} \cdot \vec{K}_i}{\vec{e}_x \cdot \vec{K}_i} \vec{e}_x \right) \right|$.

Die Gültigkeit dieser Formel lässt sich leicht überprüfen:

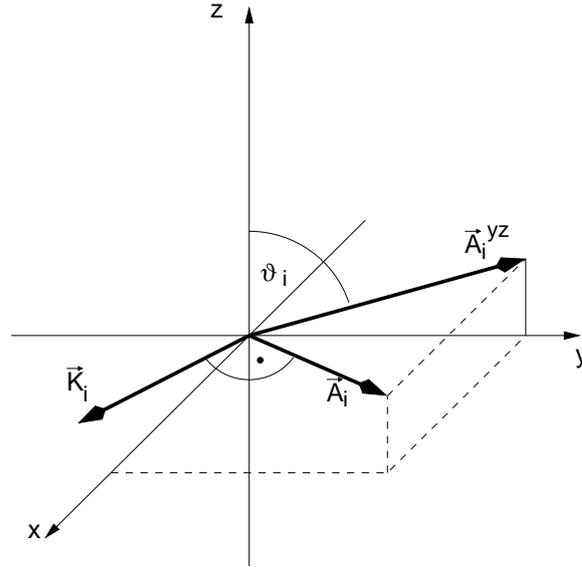


Abbildung 3.1: Mit ϑ_i wird der Winkel zwischen der z -Achse und der Projektion des Amplitudenvektors \vec{A}_i auf die yz -Ebene bezeichnet. Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass die x -Achse mit der Symmetrieachse der Strahlanordnung, bzw. der optischen Achse des späteren experimentellen Aufbaus übereinstimmt.

1.

$$\begin{aligned}\vec{A}_i \cdot \vec{K}_i &= \frac{A_i}{\kappa} \left(\vec{A}_i^{yz} \cdot \vec{K}_i - \frac{\vec{A}_i^{yz} \cdot \vec{K}_i}{\vec{e}_x \cdot \vec{K}_i} \vec{e}_x \cdot \vec{K}_i \right) \\ &= \frac{A_i}{\kappa} \left(\vec{A}_i^{yz} \cdot \vec{K}_i - \vec{A}_i^{yz} \cdot \vec{K}_i \right) = 0 \\ &\Rightarrow \vec{A}_i \perp \vec{K}_i,\end{aligned}\tag{3.7}$$

2. Eigentlich ist zu zeigen, dass $\angle(\vec{e}_z, \vec{A}_{iProj}) = \vartheta_i$ ist. Es reicht zu zeigen, dass die Projektion \vec{A}_{iProj} von \vec{A}_i auf die yz -Ebene parallel zu \vec{A}_i^{yz} ist, da \vec{A}_i^{yz} per Definition im richtigen Winkel zur z -Achse liegt.

$$\begin{aligned}\vec{A}_{iProj} &= (\vec{A}_i \cdot \vec{e}_y) \vec{e}_y + (\vec{A}_i \cdot \vec{e}_z) \vec{e}_z = \frac{A_i}{\kappa} \left((\vec{A}_i^{yz} \cdot \vec{e}_y) \vec{e}_y + (\vec{A}_i^{yz} \cdot \vec{e}_z) \vec{e}_z \right) = \frac{A_i}{\kappa} \vec{A}_i^{yz} \\ &\Rightarrow \vec{A}_{iProj} \parallel \vec{A}_i^{yz},\end{aligned}\tag{3.8}$$

3. $|\vec{A}_i| = A_i$ gilt offensichtlich.

Für die Intensität an jedem Punkt \vec{r} im Raum gilt nach Abschnitt 3.1:

$$\begin{aligned}I(\vec{r}) &\propto \frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^N \vec{A}_i(\vec{r}) \cdot \sum_{i=1}^N \vec{A}_i^*(\vec{r}) \right), \\ \text{mit } \vec{A}_i &= e^{i \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{|\vec{K}_i|} \vec{r} \cdot \vec{K}_i} e^{-iP} \vec{A}_i.\end{aligned}\tag{3.9}$$

Das Programm ermöglicht eine Darstellung der Intensität im dreidimensionalen Würfel oder auf einem beliebigen Schnitt durch den dreidimensionalen Raum. Es kann zwischen Helligkeitsprofilen und Isoflächen (oder Isolinien bei der zweidimensionalen Darstellung) gewählt werden.

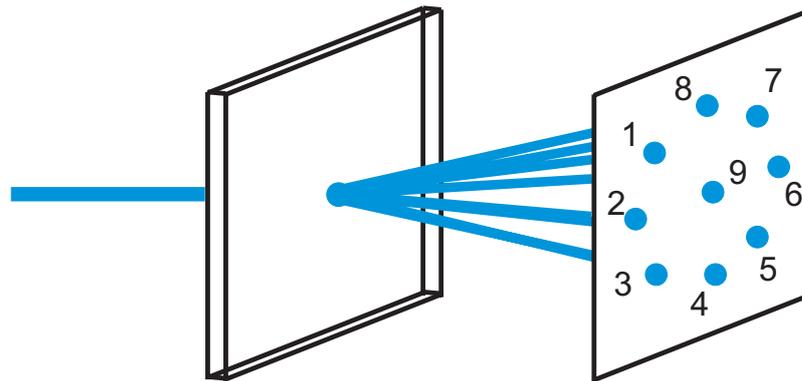


Abbildung 3.2: Der holografische Strahlteiler teilt einen Ursprungsstrahl in neun Strahlen auf (siehe auch Abschnitt 5.1).

3.3 Ergebnisse der Simulation

Mit dem Simulationsprogramm können Interferenzmuster aus bereits veröffentlichten Arbeiten verifiziert werden und der Einfluss verschiedener Parameter auf einzelne Interferenzmuster untersucht werden.

Punktmuster

Das Interferenzmuster, das Kondo et al. [KMJa01] aus vier Strahlen generieren, ähnelt dem eines Schachbrettmusters (vgl. Abb. 3.3). Es handelt sich um ein so genanntes zweieinhalbdimensionales Muster, was bedeutet, dass sich die Struktur in einer Raumrichtung nicht ändert. Die zugrunde liegende Symmetrie ist ein quadratisches Gitter. Zur Erzeugung der Strahlen wird ein holografischer Strahlteiler benutzt, wie er auch in der vorliegenden Arbeit verwendet wird (siehe Abb. 3.2). Die geometrische Anordnung der Strahlen (rot) und die Polarisationsrichtung (schwarz) sind unten rechts in Abb. 3.3 angedeutet. Die Skizze zeigt perspektivisch die Projektion der Strahlen auf die yz -Ebene: Man blickt von hinten auf die Strahlen in Richtung der optischen Achse. Auf dieses Muster wird im folgenden auch als das *Punktmuster* Bezug genommen. .20

Die Intensität innerhalb der Punkte ist charakteristisch verteilt. Die Farbwerte in der Darstellung sind normiert auf die maximale Intensität der Simulation. Das bedeutet, bei höherer Gesamtintensität entspricht ein bestimmter Intensitätswert einer dunkleren Farbe und umgekehrt. Im Falle der zweidimensionalen Darstellung mit Isolinien (Abb. 3.4) sieht man, dass dann dieser Intensitätswert bereits auf weiter innen liegenden Isolinien erreicht wird. Die Formänderung in Abhängigkeit der Intensität wird später bei der Herstellung der Proben eine Rolle spielen.

In der Bilderreihe in Abb. 3.5 wird der Einfluss der Polarisation auf das Punktmuster verdeutlicht. Alle Strahlen sind linear polarisiert, wobei die Projektion des Amplitudenvektors \vec{A}_i auf die Ebene senkrecht zur optischen Achse als Referenz dient. Der Winkel ϑ_i , den der projizierte Amplitudenvektor $A_i^{\vec{y}z}$ zur z -Achse hat (vgl. Abb. 3.1), sei weiterhin für alle Strahlen null Grad. Variiert wird nun die Polarisationsrichtung eines Strahls, genauer gesagt der Winkel $\vartheta_i = \angle(\vec{e}_z, \vec{A}_i^{\vec{y}z})$. Wie man sieht, ändert sich die Form der Punkte sehr stark bei Änderung der Polarisationsrichtung nur eines Strahls.

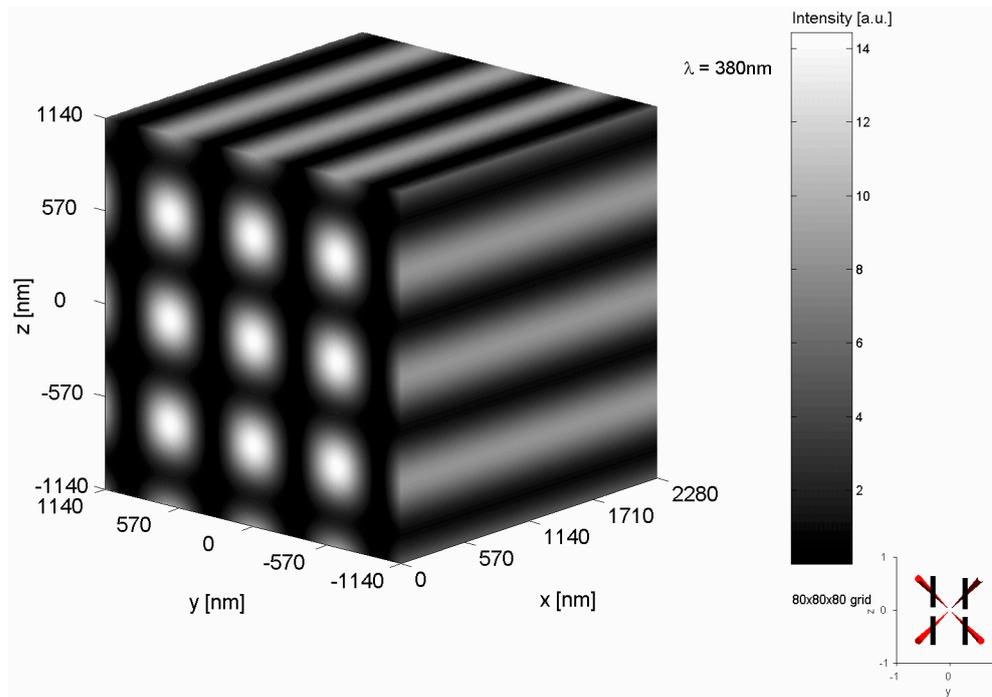


Abbildung 3.3: *Simulation eines Punktmusters. Es wird generiert aus vier Strahlen, die symmetrisch zur optischen Achse angeordnet sind (wie unten rechts im Bild angedeutet). Kondo et al. [KMJa01] arbeiten bei einer Wellenlänge $\lambda = 380 \text{ nm}$ und einem Winkel der Strahlen zur optischen Achse von 24.7 Grad. Es wird angenommen, dass die Strahlen linear polarisiert sind und der Polarisationswinkel ϑ_i für alle Strahlen Null ist, wie unten rechts im Bild durch die schwarzen Balken angedeutet ist. Die roten Kegel stellen eine perspektivische Ansicht der Projektion der Strahlen in die yz -Ebene dar.*

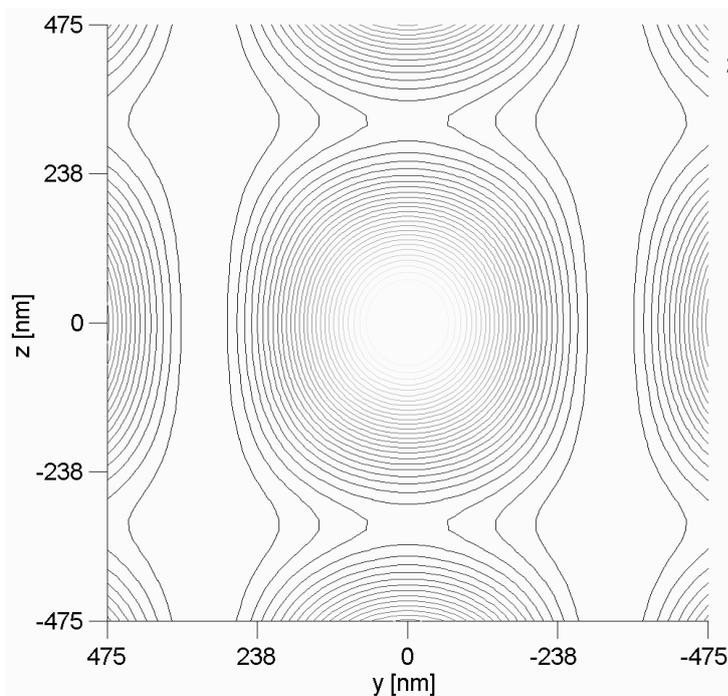


Abbildung 3.4: *Berechnete Isolinien für das Punktmuster: Sie entstehen durch einen Schnitt durch das dreidimensionale Interferenzmuster aus Abb. 3.6 (oben). Die Isolinien zeigen Orte gleicher Intensität an.*

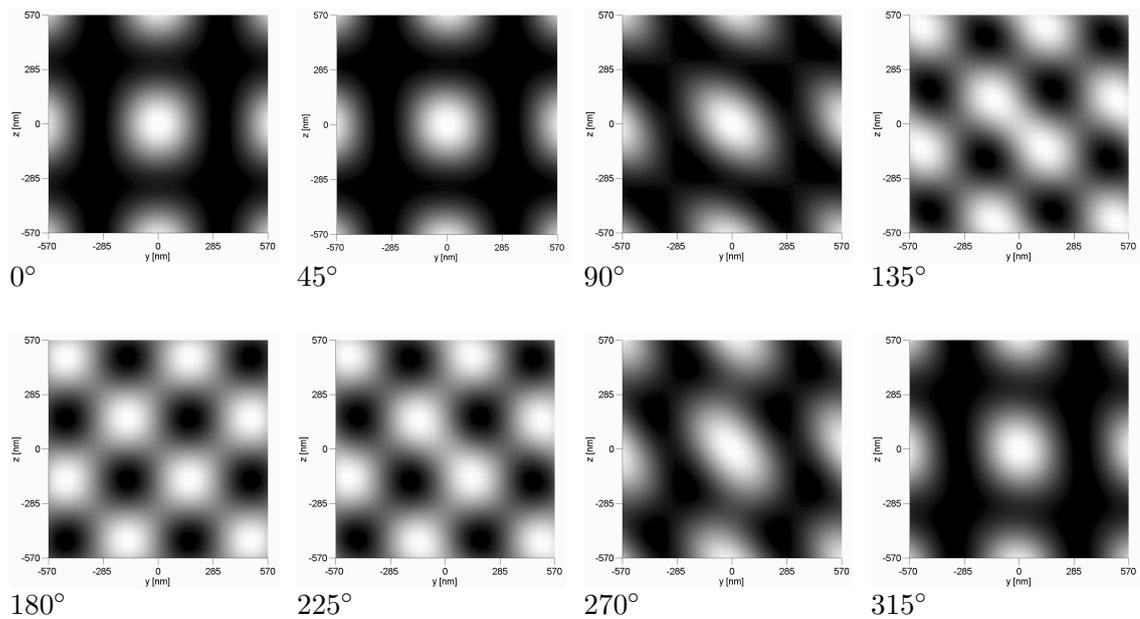


Abbildung 3.5: Alle vier Strahlen seien linear polarisiert. Wenn die Polarisationsrichtung eines einzelnen Strahls variiert wird, ändert sich die Form von kreisrund zu elliptisch zu quadratisch und wieder zurück. Die Gradangaben beziehen sich auf den Winkel ϑ_i zwischen der z -Achse und der Projektion des Amplitudenvektors \vec{A}_i auf die Ebene senkrecht zur optischen Achse (yz -Ebene), siehe auch Abb. 3.1.

Strahlteiler

Der im Experiment zur Verfügung stehende Strahlteiler, auf den in Abschnitt 5.1 noch einmal eingegangen wird, ermöglicht das Generieren unterschiedlicher Interferenzmuster. Allein durch das Auswählen verschiedener Strahlen (was einer Variation der Strahlrichtung entspricht) lassen sich die Interferenzmuster stark beeinflussen. In Abb. 3.6 und 3.7 sind einige ausgewählte Muster für verschiedene Strahlkonfigurationen dargestellt, die mit diesem Strahlteiler möglich sind. Bei der Simulation wird eine Wellenlänge $\lambda = 400$ nm, ein Winkel $\alpha_1 = 5.71^\circ$ zur optischen Achse für die Strahlen 2, 4, 6, 8 (Bezeichnung der Strahlen nach Abb. 3.2) und ein Winkel $\alpha_2 = 5.42^\circ$ zur optischen Achse für die Strahlen 1, 3, 5, 7 angenommen. Diese Größen entsprechen den tatsächlichen Größen des Experiments (siehe Abschnitt 5.3). Wie man sieht, lässt sich das Interferenzmuster durch die Auswahl geeigneter Strahlen sehr stark verändern. Das Muster aus Abb. 3.6 (oben) entspricht dabei dem Punktmuster, das später der Erzeugung der Goldpunktstrukturen dienen soll, wobei hier die Polarisation bzw. die Strahlanordnung um 45 Grad im Vergleich zu Abb. 3.3 gedreht ist, je nach Bezugssystem. Interessant ist auch die quasiperiodische Struktur in Abb. 3.7 (unten).

Hexagonale Stabanordnung

Eine weitere Simulation bestätigt die Anordnung hexagonaler Stäbe, die durch drei Strahlen erzeugt wird (Abb. 3.8). Die Strahlen stehen dabei in einem Winkel von 120 Grad (in der yz -Ebene) zueinander. Proben mit dieser Anordnung wurden bereits von einer Gruppe der Penn State University, USA [DSKa01] mit Hilfe der Interferenzlithografie hergestellt. Es handelt sich hier ebenfalls um eine zweieinhalbdimensionale Struktur. Die Polarisation wird in diesem Fall als linear angenommen, mit einem Winkel ϑ_i , der für alle Strahlen gleich Null ist.

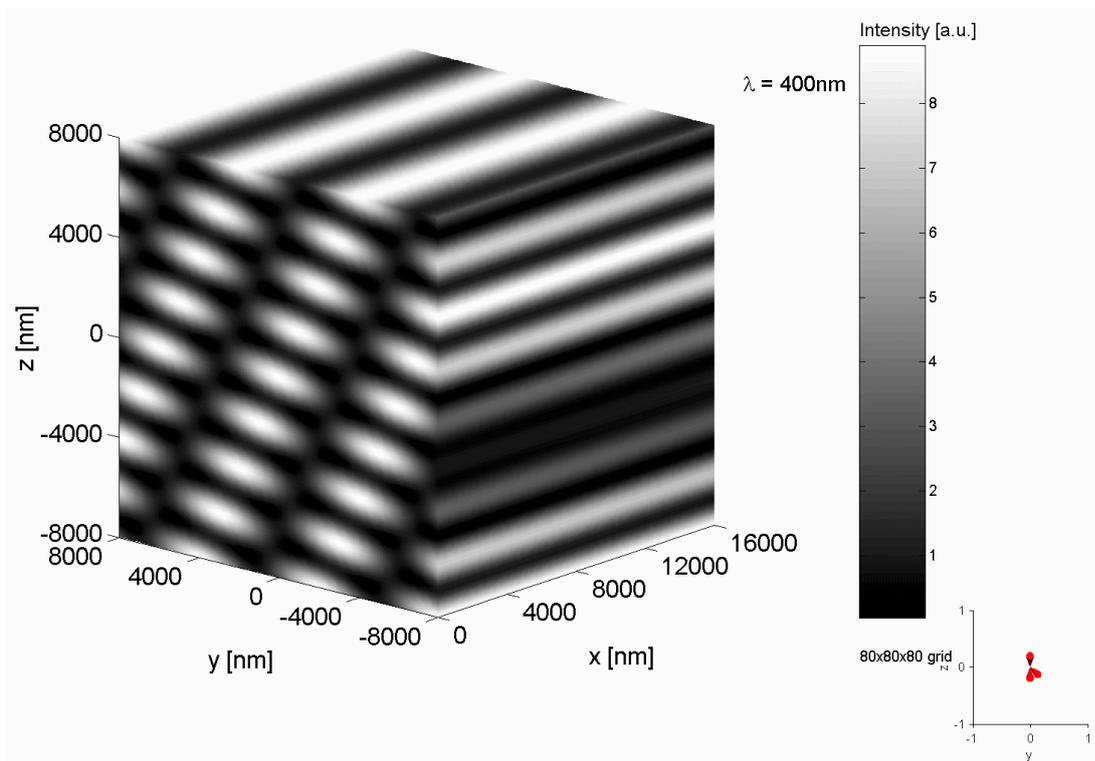
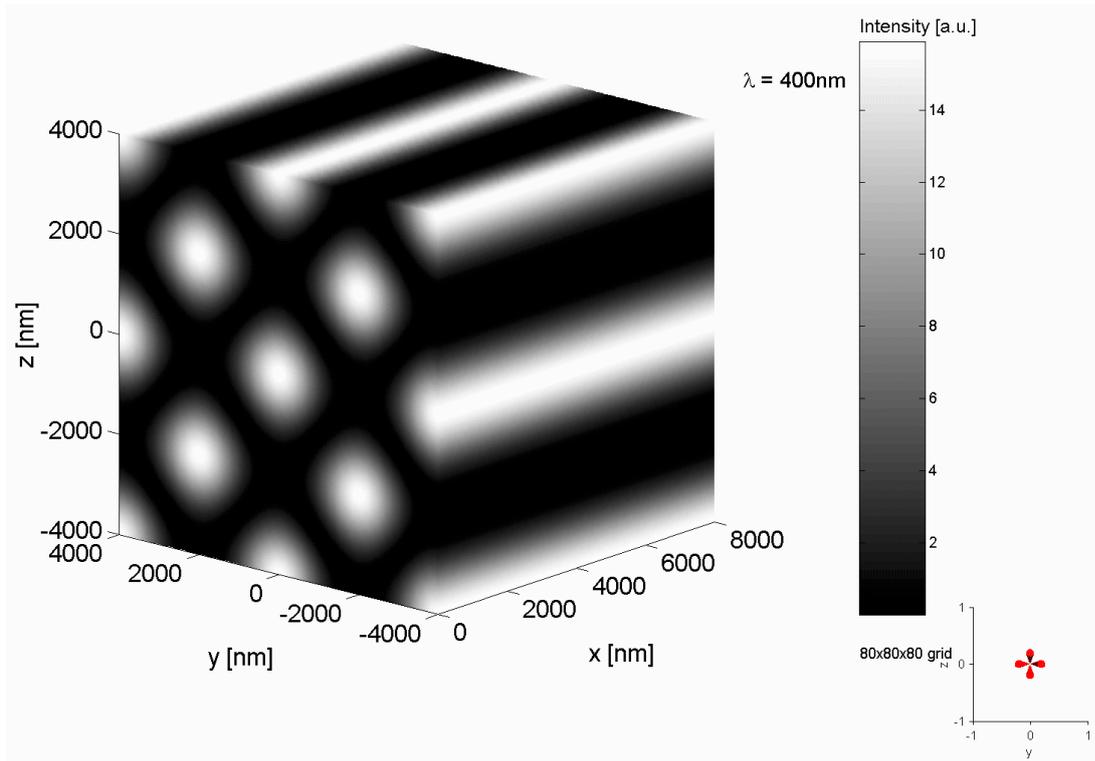


Abbildung 3.6: Berechnete Intensitätsverteilungen für verschiedene Strahlkonfigurationen, die mit dem holografischen Strahlteiler möglich sind. Die erzeugenden Strahlen sind jeweils unten rechts im Bild angedeutet. Mit der Beschriftung aus Abb. 3.2 gilt (oben): Strahlen 2, 4, 6, und 8; (unten): Strahlen 1, 4 und 8. Die Helligkeit der Muster ist ein Maß für die Stärke der Intensität. Alle Strahlen sind linear polarisiert, wobei der Winkel $\vartheta = 0^\circ$ für die Projektion der Amplitudenvektoren in die yz -Ebene angenommen wird. Der Winkel α zur optischen beträgt für die Strahlen 1, 3, 5 und 7 5.42 Grad und für die Strahlen 2, 4, 6 und 8 jeweils 5.71 Grad.

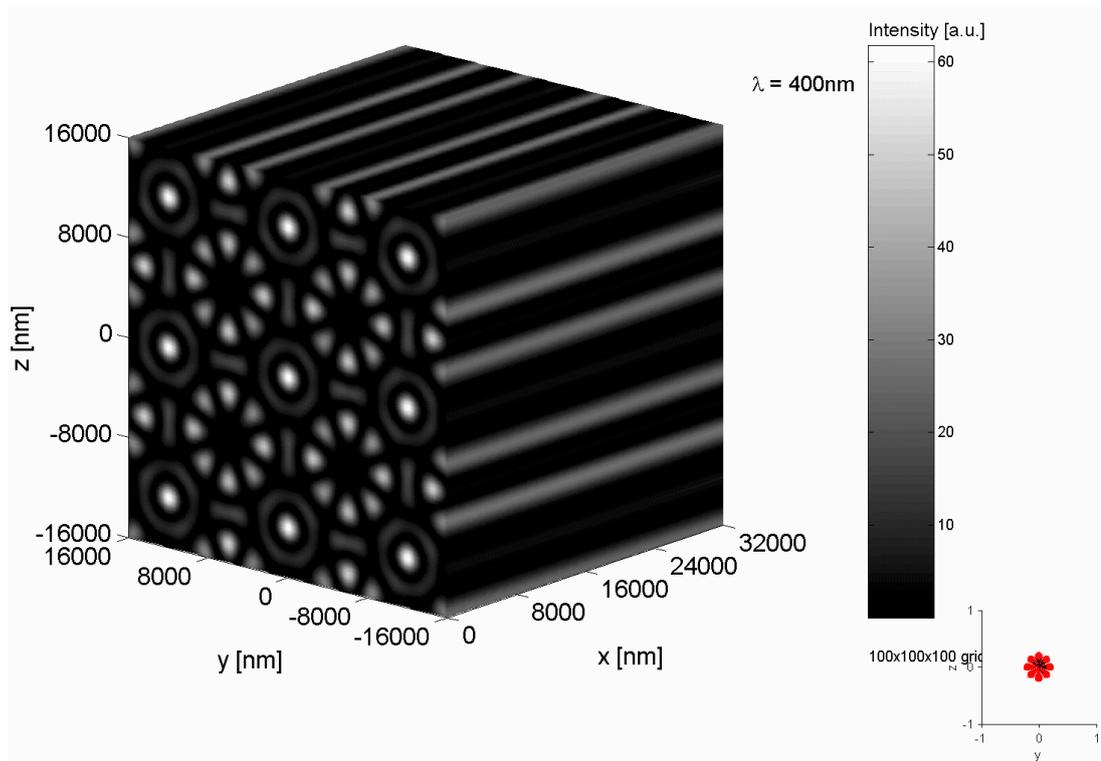
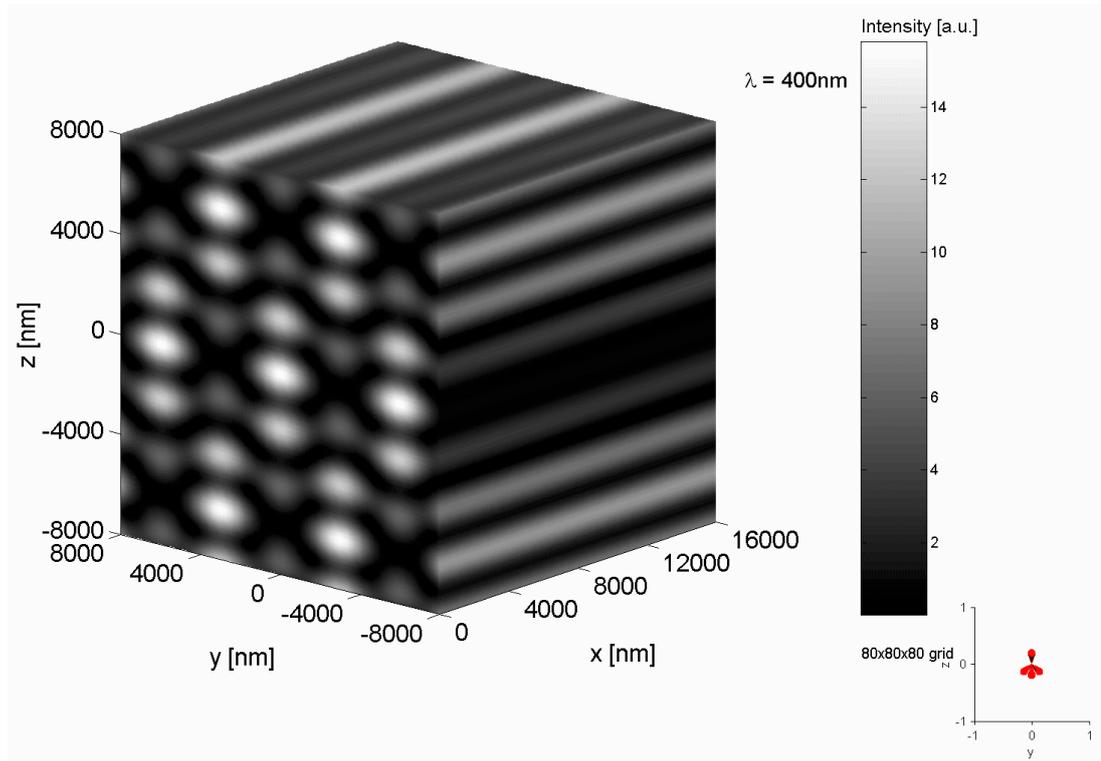


Abbildung 3.7: Berechnete Intensitätsverteilungen für verschiedene Strahlkonfigurationen, die mit dem holografischen Strahlteiler möglich sind. Die erzeugenden Strahlen sind jeweils unten rechts im Bild angedeutet. Mit der Beschriftung aus Abb. 3.2 gilt (oben): Strahlen 1, 4, 7 und 8; (unten): Strahlen 1 bis 8. Die Helligkeit der Muster ist ein Maß für die Stärke der Intensität. Alle Strahlen sind linear polarisiert, wobei der Winkel $\vartheta = 0^\circ$ für die Projektion der Amplitudenvektoren in die yz -Ebene angenommen wird. Der Winkel α zur optischen beträgt für die Strahlen 1, 3, 5 und 7 5.42 Grad und für die Strahlen 2, 4, 6 und 8 jeweils 5.71 Grad.

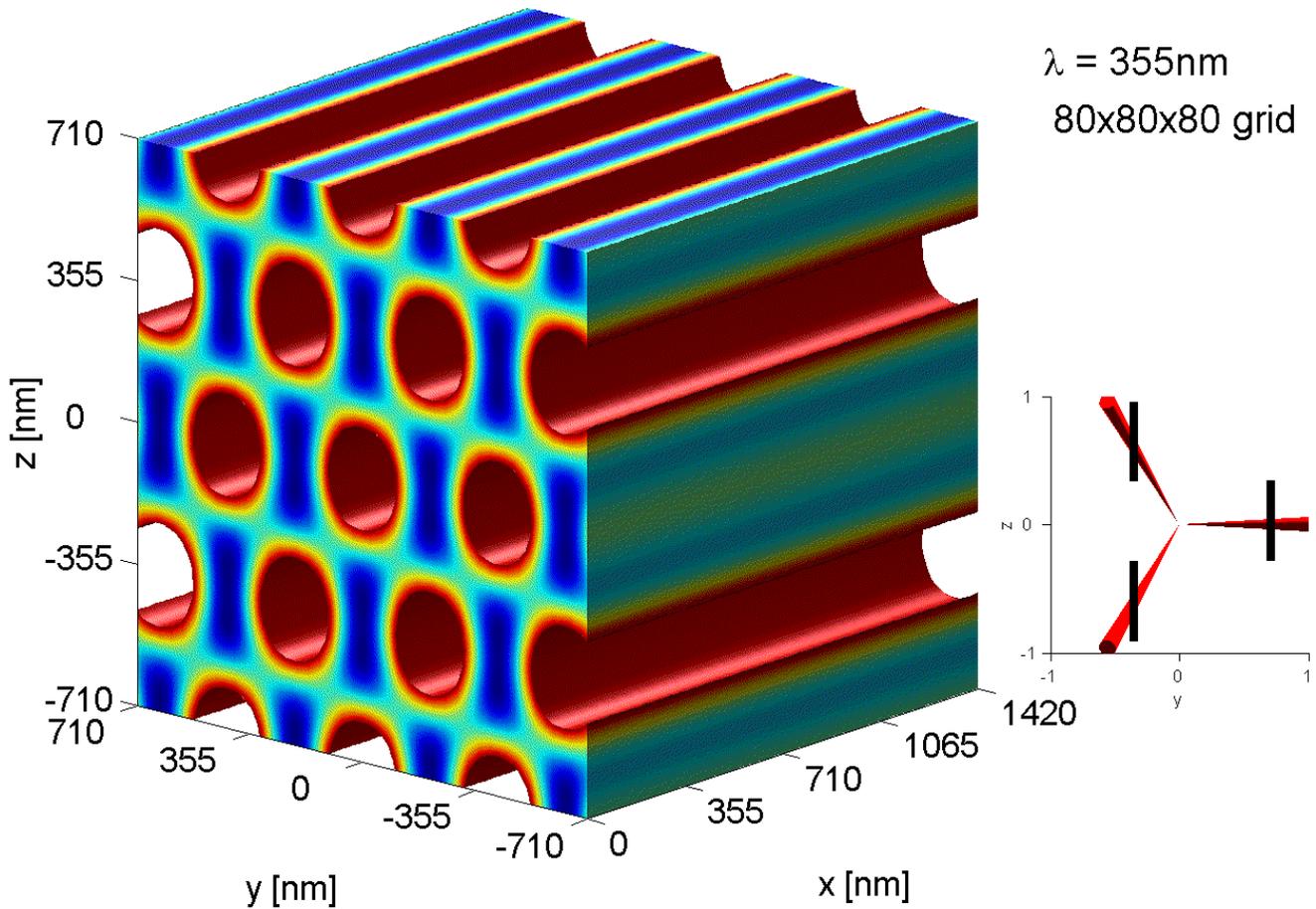


Abbildung 3.8: Hexagonale Anordnung von Stäben. Dargestellt sind die berechneten Isoflächen für den Bereich zwischen 0 und 54 Prozent der Maximalintensität dieses Musters. Alle drei Strahlen sind linear polarisiert (wie in der Skizze unten rechts durch die schwarzen Balken angedeutet) und haben einen Winkel $\alpha = 33.7^\circ$ zur optischen Achse.

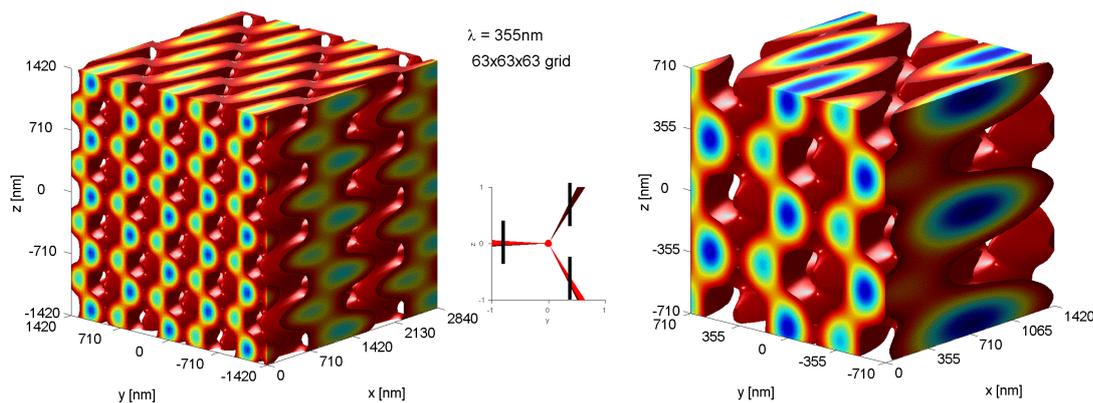


Abbildung 3.9: Berechnete Isoflächen eines dreidimensionalen Interferenzmusters, wie es in [MMB⁺] zur Herstellung dreidimensionaler Photonischer Kristalle mit fcc-Struktur benutzt wird. Dargestellt ist der Bereich, wo 18 bis 100 Prozent der Maximalintensität dieses Musters erreicht werden. Rechts ist ein vergrößerter Ausschnitt dargestellt. Die Kantenlänge der Würfel betragen 2840 μm (links) und 1420 μm (rechts). Die Strahlen haben einen Winkel von 38.94 Grad zur optischen Achse, ihre Richtung ist in der mittleren Skizze angedeutet. Alle Strahlen sind linear polarisiert mit einem Winkel $\vartheta_i = 0^\circ$, mit Ausnahme des mittleren Strahls, der zirkular polarisiert ist.

fcc-Struktur

Die Interferenzlithografie kann auch zur Herstellung dreidimensionaler Strukturen genutzt werden. Der in Abb. 3.9 simulierte Ansatz stammt aus der Arbeitsgruppe von Prof. Wegener (Universität Karlsruhe) [MMB⁺]. Drei Strahlen unter einem Winkel von 120 Grad (in der yz -Ebene) zueinander und ein vierter Strahl in der Mitte erzeugen bei geeigneter Wahl der Polarisation ein fcc-Gitter. Für die Simulation wird angenommen, dass die drei äußeren Strahlen linear polarisiert sind und der Winkel ϑ_i für alle Strahlen gleich Null Grad ist. Für den mittleren Strahl wird zirkular polarisiertes Licht angenommen, außerdem ist die Energie dieses Strahls 1.5mal so hoch wie die der anderen drei Strahlen.

Kapitel 4

Fotolithografischer Prozess

Ein in der Mikroelektronik übliches Verfahren zur Herstellung mikroskopischer Strukturen ist die Mikrolithografie, also das Belichten von Fotolacken mit gewünschten Mustern. Dies kann direkt über ein Interferenzmuster geschehen oder über den Umweg einer breit ausgeleuchteten mikrostrukturierten Maske. Das Licht setzt je nach Fotolack unterschiedliche chemische Reaktionen in Gang, die dazu führen, dass Bereiche mit unterschiedlicher Belichtung verschieden auf die weitere Bearbeitung mit chemischen Lösungen (Entwicklern) reagieren. Die so im Lack erzeugten Strukturen können direkte Anwendung finden oder als Vorlage für weitere Prozessschritte wie Aufdampfen oder ähnliches dienen. Weitere Details zum fotolithografischen Prozess findet man beispielsweise in [Dam93, Hen02, Zan97].

4.1 Positiver und negativer Fotolack

Das Belichten von fotosensitiven Lacken führt zu einer Übertragung des Lichtmusters in den Fotolack. Möglich macht dies ein fotochemischer Prozess, der die Lichtunterschiede in Löslichkeitsdifferenzen des Fotolacks überträgt, was im Entwicklungsbad zu einer Lackstrukturierung führt, die dem ursprünglichen Lichtmuster entspricht. Man unterscheidet zwischen *positiven* und *negativen Fotolacken*. Bei positiven Fotolacken sind die Bereiche, die dem Licht ausgesetzt werden, nach der Belichtung wesentlich stärker löslich als unbelichtete Bereiche. Bei negativen Fotolacken findet ein umgekehrter Prozess statt: Es findet eine verstärkte Vernetzung der belichteten Bereiche statt, was die Löslichkeit herabsetzt. Dadurch lässt sich, je nach Anwendung, zwischen dem direkten Abbild oder dem negativen Abbild des ursprünglichen Lichtmusters wählen.

In dieser Arbeit wird ausschließlich mit einem positiven Fotolack (Shipley, S1805) gearbeitet, der für den Gebrauch von Licht zwischen 350 nm und 450 nm Wellenlänge [Shi02] optimiert ist (vgl. Abb. 4.1). Im folgenden wird die Wirkungsweise dieses Fotolacks erläutert.

4.2 Funktionsweise von Novolak

Bei vielen kommerziell erwerblichen Positivlacken, so auch bei S1805, handelt es sich um Variationen eines Polymers vom Typ *Novolak* (siehe Abb. 4.2), der als fotoaktive Komponente Naphtochinondiazid (DNQ) enthält. Um gleichmäßige dünne Filme zu ermöglichen, enthalten diese Fotolacke noch als dritte Komponente ein organisches Lösungsmittel. Der verwendete Lack S1805 enthält z. B. Propylenglykolmonomethyletheracetat (PGMEA) als Lösungsmittel.

Die fotoaktive Komponente DNQ wird auch häufig als Löslichkeitshemmstoff bezeichnet, da sie die Löslichkeit im Vergleich zu reinen Novolak-Filmen herabsetzt. Bei Beleuchtung findet jedoch eine Fotolyse statt, die dazu führt, dass der Stickstoff des DNQs abgespalten wird und in Folge eine Carbonsäure entsteht, die im alkalischen Entwicklerbad (beispielsweise Natronlauge) löslich ist (vgl. Abb. 4.3). Nach Belichtung ist das System Novolak-DNQ also

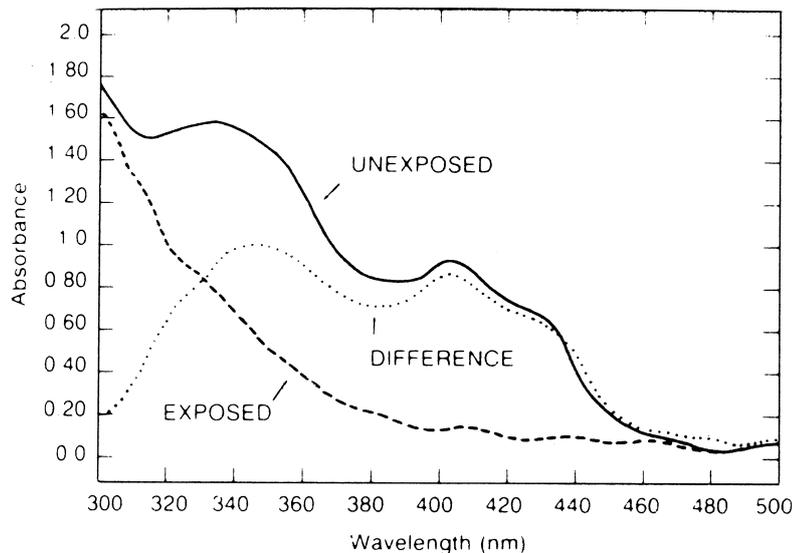


Abbildung 4.1: Absorption des Fotolacks S1805: Der Fotolack ist für den Gebrauch bei 350 nm bis 450 nm optimiert. (aus [Shi02])

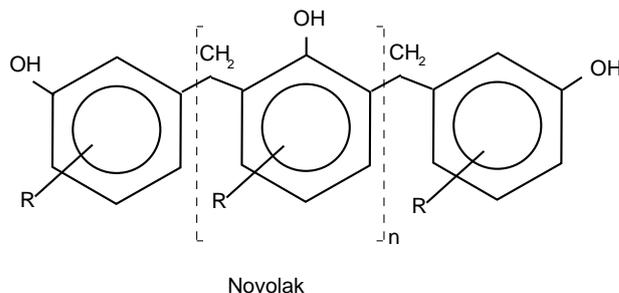


Abbildung 4.2: Strukturformel von Novolak. Es handelt sich um ein Kondensationsprodukt aus Formaldehyd und Phenol.

löslicher als vorher. In Abb. 4.4 ist das Löslichkeitsverhalten von Novolak-DNQ Systemen grafisch zusammengefasst. Der Fotolack ist so optimiert, dass ein nichtlineares Verhalten der Löslichkeitsrate des Fotolacks in Bezug auf die Belichtungsdosis für die Übertragung beispielsweise einer Sinusfunktionen bei der Belichtung in eine Stufenfunktion bei der Entwicklung möglich ist.

Entwicklung

Bei der Entwicklung von Novolak-Systemen kann zwischen metallionenhaltigen und metallionenfremden Entwicklern gewählt werden. Der in dieser Arbeit verwendete Entwickler ma-D 330 (Micro Resist Technology GmbH) besteht im wesentlichen aus vierprozentiger Natronlauge. Es handelt sich also um einen metallionenhaltigen Entwickler. Ein anderer Entwickler wäre aber ebenso möglich.

Die chemischen Prozesse, sowohl bei der Belichtung als auch Entwicklung, hängen von einer Vielzahl Parameter ab, so zum Beispiel von der Energiedosis, der Entwicklerkonzentration, der Temperatur, der Luftfeuchtigkeit im Labor (DNQ ist hygroskopisch), der Belichtungszeit, der Lackdicke und den Prozessen bei der Belackung der Substrate, wie beispielsweise der Ausbacktemperatur. Bei längerer Lagerung belackter Substrate setzt außerdem ein Alterungsprozess ein, da die fotoaktive Komponente sich mit der Zeit zersetzt. Dies hat zur Folge, dass bei längerer Lagerung der Proben eine höhere Energiedosis benötigt wird. Eine ausführliche Beschreibung der chemischen Prozesse findet man in [Dam93].

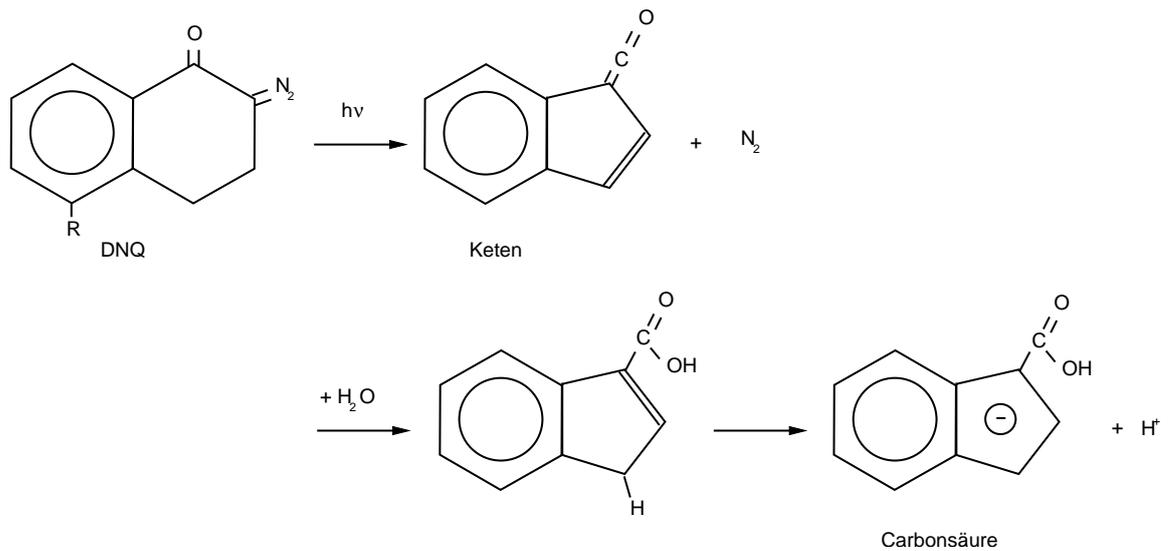


Abbildung 4.3: Fotochemische Reaktion von DNQ: Bei Beleuchtung verwandelt sich die fotoaktive Komponente DNQ in ein lösliches Produkt. Dies geschieht durch die Abspaltung von Stickstoff und die Ausbildung der funktionellen Gruppe Keten, die durch Anlagerung von Wasser in Carbonsäure übergeht. Neben diesem Prozess gibt es weitere Sekundärprozesse, die hier nicht dargestellt sind. Sie werden durch optimales Design des Fotolacks größtenteils unterdrückt.

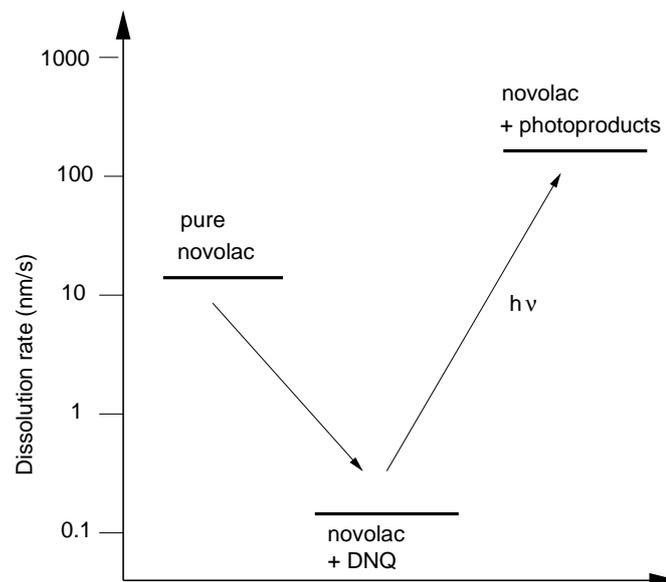


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der dreistufigen Löslichkeitsunterschiede bei kommerziellen DNQ-Novolac-Lacken: Die Zugabe der fotoaktiven Komponente DNQ erniedrigt zunächst die Löslichkeit, unter Lichteinwirkung fördert sie jedoch die Löslichkeit des Fotolacks. (nach [Dam93])

Kapitel 5

Experimentelle Durchführung

In diesem Kapitel wird erläutert, wie der Lithografieaufbau realisiert wird, wie die einzelnen Schritte zur Probenherstellung aussehen und welche Parameter bei der Probenherstellung eine Rolle spielen.

5.1 Technische Grundlagen

Der Titan-Saphir-Laser

Der Titan-Saphir Laser gehört in die Klasse der Festkörperlaser, wobei hier Saphir als Wirtskristall dient und mit Titan dotiert wird. Der verwendete Titan-Saphir-Laser ist ein Eigenbau-Modell, das auf einem Entwurf von Kapteyn und Murnane [AHG⁺93] basiert. Im Dauerstrich-Betrieb liefert das System je nach Pumplaser bis zu 400 mW bei einer Wellenlänge von 800 nm. Im gepulsten Zustand können 35 fs kurze Pulse mit bis zu 300 mW Intensität erreicht werden. Die zentrale Wellenlänge des Lasers lässt sich durch Einbau eines Spaltes auf 760 nm verschieben.

Der BBO-Kristall

Ein BBO (Barium-Borat)-Kristall ist ein nichtlinearer optischer Kristall, der sehr effektiv die zweite Harmonische zu einem Eingangssignal erzeugt. Zwei gleichzeitig auf den Kristall treffende Photonen werden in ein Photon doppelter Frequenz umgewandelt. Hierzu ist eine Phasenanpassung vom Typ I notwendig. Das bedeutet, dass die Polarisation des Ausgangsphotons orthogonal zu der der Eingangsphotonen steht. Der benutzte BBO-Kristall ist für den Gebrauch bei einer Wellenlänge von 800 nm optimal zugeschnitten. Die Konversionseffizienz des Kristalls liegt bei ca. 10 Prozent. Den Kristall verlässt demnach auch noch ein roter Anteil, der durch einen Farbfilter herausgefiltert werden muss. Nach dem Kristall ist die Polarisation des Eingangsstrahls um 90 Grad gedreht.

Der holografische Strahlteiler

Der Strahlteiler¹ besteht aus einem Beugungsgitter, das gezielt bestimmte Beugungsordnungen unterdrückt bzw. verstärkt. Er erzeugt neun Strahlen aus einem Strahl (siehe Abb. 5.1). Dabei ist der mittlere Strahl 20mal so intensiv wie die äußeren Strahlen. Jeder der Strahlen ist ein Abbild des Eingangsstrahls. Dabei ist der Winkel γ (siehe Abb. 5.2) zur optischen Achse, unter welchem die Strahlen den Strahlteiler verlassen, für die Strahlen 1, 3, 5 und 7 um fünf Prozent kleiner als der für die Strahlen 2, 4, 6 und 8. Diese Abweichung ist nicht unbedingt erwünscht und liegt in der Herstellung des Strahlteilers begründet.

¹Es handelt sich um ein Produkt der Firma MEMS Optical (Produktnr. G 1029 A), das freundlicherweise zum Zwecke dieser Diplomarbeit kostenlos zur Verfügung gestellt wurde.

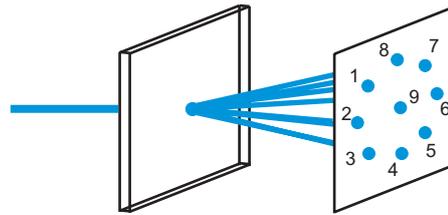


Abbildung 5.1: Der holografische Strahlteiler teilt einen Eingangsstrahl in neun Strahlen auf. Das Strahlprofil des Eingangsstrahls findet sich in den neun Strahlen bei niedrigerer Intensität wieder.

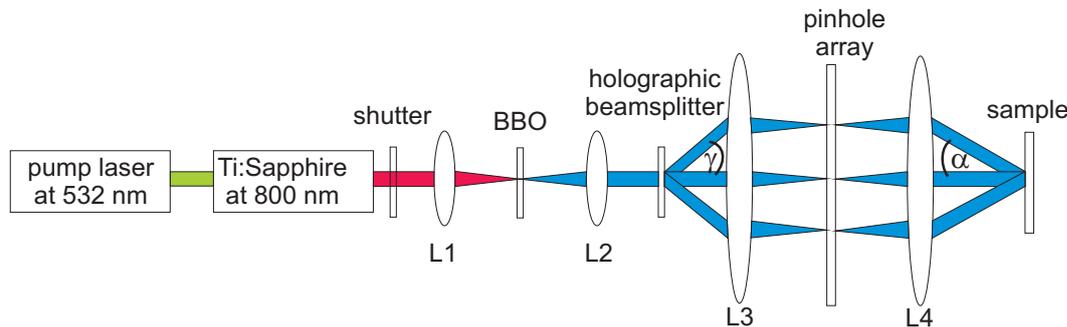


Abbildung 5.2: Experimenteller Aufbau der Interferenzlithografie-Anlage. Ein holografischer Strahlteiler teilt den Strahl in neuen Strahlen auf, von denen nur drei hier skizziert werden. Die Strahlen überlagern sich durch das anschließende Linsensystem auf Höhe der zu belichtenden Probe. Linse L1: $f = 30 \text{ mm}$, $d = 18 \text{ mm}$; Linse L2: $f = 50 \text{ mm}$, $d = 25.4 \text{ mm}$; Linse L3: $f = 175 \text{ mm}$, $d = 25 \text{ mm}$ und Linse L4: $f = 60 \text{ mm}$, $d = 25.4 \text{ mm}$.

5.2 Experimenteller Aufbau

Für die Erzeugung eines Interferenzmusters mit kleinen Periodizitäten wird eine möglichst niedrige Wellenlänge des Lichts benötigt. Die Femtosekundenpulse eines Titan-Saphir-Lasers werden genutzt, um mit Hilfe eines BBO-Kristalls die Lichtfrequenz zu verdoppeln. Die Wellenlänge halbiert sich so von 800 nm auf 400 nm. Als Pumplaser diente zunächst ein Argon-Ionen-Laser. Es stellte sich aber heraus, dass der Argon-Laser nicht stabil genug lief, um den Titan-Saphir-Laser länger als ein paar Minuten im modengekoppelten Zustand zu halten. Stattdessen wird nun ein Nd:YVO₄ (Itrium-Vanadat)-Laser als Pumplaser eingesetzt.

In Abbildung 5.2 sind die Details des Aufbaus skizziert: Die bis zu 35 fs kurzen Pulse des Titan-Saphir-Lasers werden durch Linse L1 fokussiert und durch Linse L2 wieder kollimiert. Im Fokus zwischen L1 und L2 befindet sich der BBO-Kristall. Auf diese Weise treffen kurze, aber energiereiche Pulse auf eine sehr kleine Fläche des Kristalls. Das ist sinnvoll, weil die Konversionseffizienz quadratisch von der Intensität abhängt. Der holografische Strahlteiler vervielfacht den Strahl anschließend auf neun einzelne Strahlen (siehe Abb. 5.1). Der Einfachheit halber wird in Abb. 5.2 exemplarisch nur der Strahlengang dreier Strahlen skizziert. Die Linsen L3 und L4 ermöglichen zum Schluss die Überlagerung der Strahlen auf Höhe der Probe. Dabei durchlaufen alle Strahlen den gleichen optischen Weg, so dass es bei Überlagerung zur Interferenz kommt. Eine Auswahl der Strahlen ist über eine variable Lochmaske möglich, bei der, je nach Wunsch, einzelne Strahlen blockiert werden können. Mit dem so erzeugten Interferenzmuster werden die Fotolack-Proben belichtet. In Abschnitt 3.3 werden verschiedene simulierte Muster vorgestellt, die mit diesem Aufbau möglich sind. Genauer untersucht werden ein einfaches Streifenmuster aus zwei Strahlen und ein Punktmuster aus vier Strahlen.

5.3 Abmessungen

Sowohl die Wellenlänge des Lichts, mit dem gearbeitet wird, als auch das verwendete Linsensystem legen die prinzipiell erreichbaren Dimensionen der Strukturen fest. Für das einfache Interferenzmuster aus zwei Strahlen, die sich unter dem Winkel $\beta = 2\alpha$ treffen, gilt für die Berechnung der Gitterperiode² Λ

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}. \quad (5.1)$$

Der Winkel α wird durch die Wahl und Position der Linsen $L3$ und $L4$ beeinflusst und der Titan-Saphir-Laser läßt sich durch Einbau eines Spaltes so einstellen, dass mit dem BBO-Kristall eine Wellenlänge $\lambda = 380$ nm erreicht werden kann. In Zukunft könnte außerdem ein Wechsel zu einem Nd-YAG (Yttrium-Aluminium-Granat)-Laser das Arbeiten bei $\lambda = 355$ nm (THG) ermöglichen, so dass im Prinzip zwei weitere Wellenlängen zur Verfügung stünden. Aus Abb. 5.3 lassen sich die erreichbaren Gitterperioden im Falle des Streifenmusters für die verschiedenen Wellenlängen ablesen.

Für das Punktmuster, das aus vier symmetrisch angeordneten Strahlen generiert wird (vgl. Abb. A.2), gilt folgender Zusammenhang³:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{2} \sin \alpha}. \quad (5.2)$$

In Abb. 5.4 sind die erreichbaren Dimensionen für das Punktmuster analog zum Streifenmuster aufgetragen. Wie man sieht, hat eine Änderung des Winkels für beide Muster wesentlich mehr Einfluss auf die Gitterperiode als eine Änderung der Wellenlänge in dem zur Verfügung stehenden Wellenlängenbereich. Auf Höhe der Lochblende haben die Strahlen einen Abstand $d = (6.0 \pm 0.5)$ mm zur optischen Achse und α ist gegeben durch

$$\alpha = \arctan \frac{d}{f_{L4}}, \text{ mit } f_{L4} = \text{Brennweite von Linse } L4. \quad (5.3)$$

Der in Abschnitt 5.2 beschriebene Aufbau mit Linse $L3$ und $L4$ ermöglicht demnach einen Winkel $\alpha \approx (5.71 \pm 0.47)^\circ$, was im Falle des Streifenmusters auf eine Periodizität von $\Lambda \approx (1.86 - 2.19) \mu\text{m}$ und für das Punktmuster auf $\Lambda \approx (2.63 - 3.10) \mu\text{m}$ führt. Die Fehlermargen des Winkels bedeuten nicht, dass sich der Winkel stets ändert, sondern dass er nicht genauer berechnet werden kann. Das heißt auch nicht, dass die Periodizität bei jeder Aufnahme schwankt, sondern sich fest, aber eben innerhalb dieser Größenangaben befindet. Um zu kleineren Dimensionen zu gelangen, wäre also beispielsweise ein Objektiv⁴ anstelle von Linse $L4$ notwendig. Eine größere Brennweite von Linse $L3$ und somit ein größerer Abstand zum Strahlteiler würde ebenfalls zu einem größeren Winkel α beitragen. Trotzdem wird der Herstellungsprozess zunächst bei größeren Dimensionen erprobt. Dies hat den Vorteil, dass die Proben sich noch unter dem Lichtmikroskop untersuchen lassen und Probleme, die bei kleineren Dimensionen hinzukämen, zunächst ausgeklammert werden können, um den Aufbau zu optimieren.

²Herleitung siehe Anhang A.1.

³Herleitung siehe Anhang A.2

⁴z.B. Minolta, f=50 mm, 1:1.8

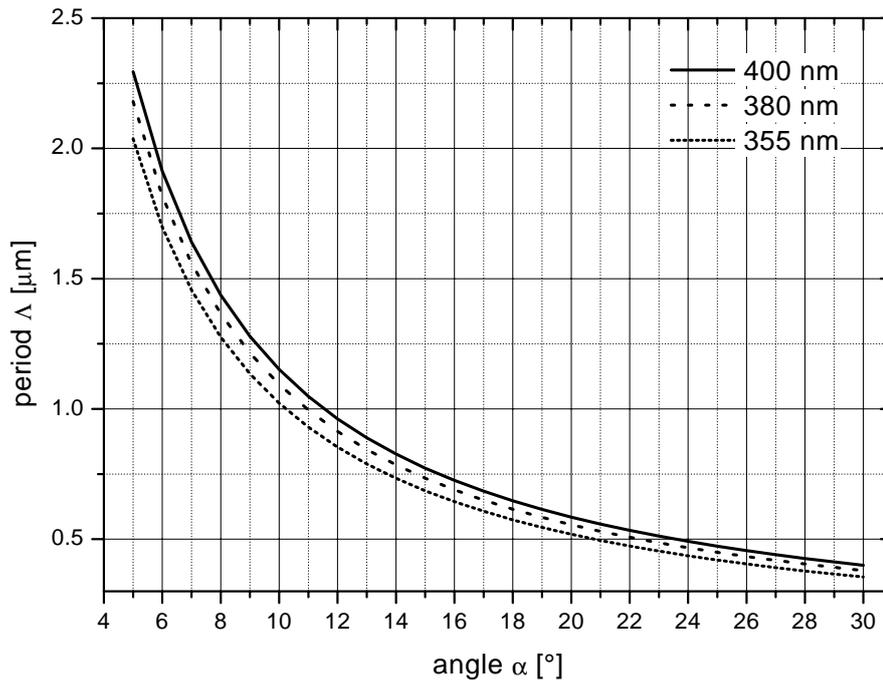


Abbildung 5.3: Winkelabhängigkeit der Gitterperiode $\Lambda = \lambda/(2\sin\alpha)$ beim Streifenmuster.

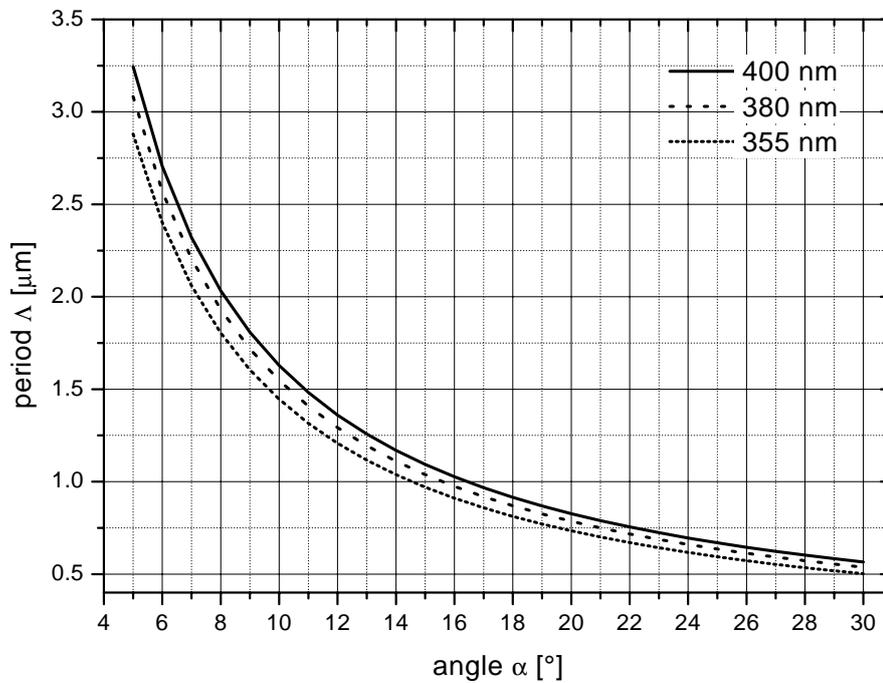


Abbildung 5.4: Winkelabhängigkeit der Gitterperiode $\Lambda = \lambda/(\sqrt{2}\sin\alpha)$ beim Punktmuster.

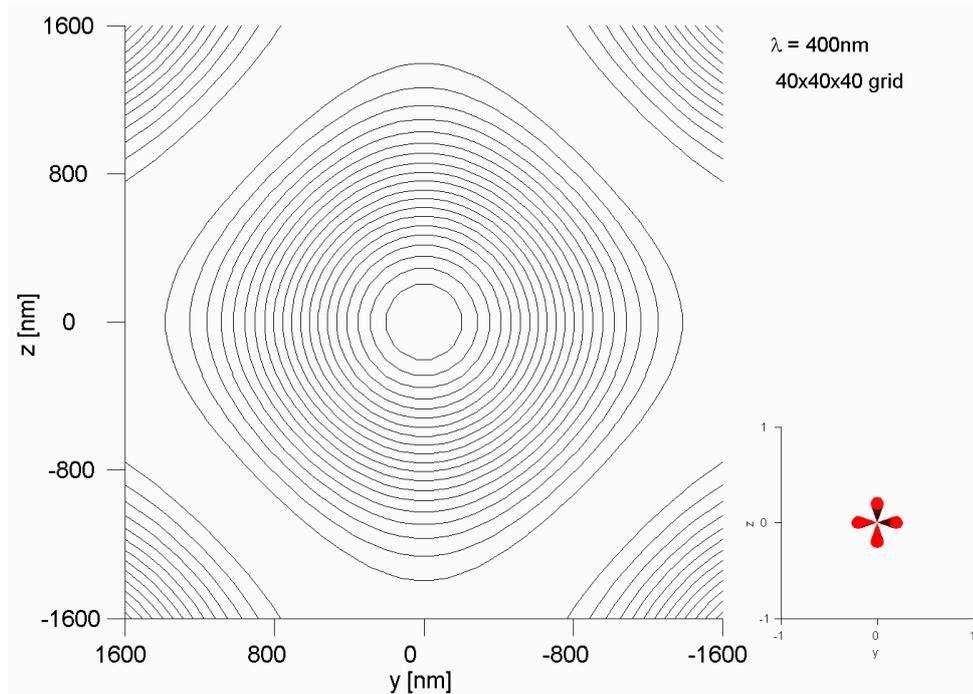


Abbildung 5.5: Berechnete Isolinien für das zweidimensionale Punktmuster, das aus den Strahlen 2, 4, 6 und 8 (vgl. Abb. 5.1) generiert wird, wenn die Projektion des Amplitudenvektors für jeden Strahl parallel zur z -Achse liegt und die Strahlen einen Winkel von 5.71 Grad zur optischen Achse bilden.

5.4 Probenherstellung

Lack aufschleudern

Der Fotolack (Shipley, S1805) wird unter Reinraumbedingungen auf $10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ große Glassubstrate aufgeschleudert. Dies geschieht bei einer Drehgeschwindigkeit von 4500 U/min für eine Dauer von 30 s . Auf diese Weise wird eine Dicke von 450 nm erreicht [Shi02]. Ein anschließender Backprozess sorgt dafür, dass der Lack aushärtet und der Großteil der Lösungsmittel verdampft. Hierzu wird das Substrat mit dem Fotolack zwei Minuten auf einer $90 \text{ }^\circ\text{C}$ heißen Heizplatte erwärmt.

Belichtung

Die Belichtungszeit wird im Bereich von 40 ms bis 200 ms recht kurz gewählt. Auf diese Weise sollen Schwankungen des Intensitätsmusters während der Belichtung verhindert werden. Solche Schwankungen könnten z. B. durch Vibrationen des Tisches oder durch Schwankungen in der Mode des Titan-Saphir-Lasers (beispielsweise durch Luftkonvektion) hervorgerufen werden. Die Dauer der Belichtung kann mit Hilfe eines Verschlusses (Uniblitzz, VS14S2T1) auf Millisekunden genau eingestellt werden.

Die notwendige Energiedosis von Shipley S1805 liegt laut Herstellerangaben im Bereich von 100 mJ/cm^2 bis 240 mJ/cm^2 . Sowohl die Belichtungsdauer als auch passende Graufilter erlauben eine Variation der Energiedosis. Befindet man sich im richtigen Energiebereich, so wird der Fotolack weder über- noch unterbelichtet. Bei einer Überbelichtung löst sich der Lack großflächig vom Substrat ab und bei einer Unterbelichtung wird das Muster nicht bis auf das Substrat durchentwickelt. Doch auch innerhalb des optimalen Bereichs kann man Einfluss auf das entwickelte Muster nehmen. Im Falle von Lochmustern werden die Löcher beispielsweise größer oder kleiner. Das kann man folgendermaßen verstehen: Der Fotolack reagiert chemisch in der Weise mit dem Licht, dass er sich bei stärkerer Belichtung leichter bei der Entwicklung löst. Ab einer bestimmten Schwellwert-Energiedosis löst sich der Lack.

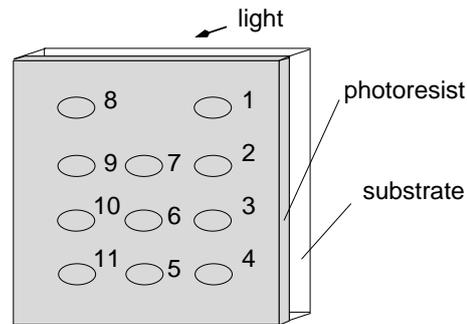


Abbildung 5.6: Die Anordnung und Nummerierung der Belichtungsfelder auf einer Probe wird immer gleich gewählt. Die Nummerierung findet sich auch in der Beschriftung der Probenfelder wieder.

Innerhalb eines Interferenzmusters variiert jedoch die Lichtintensität. Beim zweidimensionalen Muster gibt es Isolinien, entlang derer die Intensität gleich ist. Die Isolinien für das experimentell erzeugte Punktmuster sind in Abb. 5.5 dargestellt. Durch Variation der Belichtungszeit hat man Einfluss auf die Form der entwickelten Struktur, da eine Änderung der Belichtungszeit Einfluss auf die Gesamtenergiedosis und somit die Form der zu einer kritischen Energiedosis gehörenden Isolinie hat, wie bereits in Abschnitt 3.3 ausführlich erläutert. Insbesondere werden hier die Löcher durch längere Belichtungszeiten größer und quadratischer. Analog werden sie bei kürzerer Belichtungszeit kleiner und runder.

Da nur eine begrenzte Anzahl belackter Substrate zur Verfügung steht, werden die Substrate mit bis zu elf Feldern belichtet. Der Abstand der Felder zueinander beträgt ein bis drei Millimeter, so dass es bei der Belichtung nicht zu Überschneidungen kommen kann. Die Anordnung im Fall von elf Feldern wird immer wie in Abb. 5.6 gewählt, siehe auch das Titelbild der vorliegenden Arbeit.

Entwicklung

Als Entwickler dient *ma-D330* (vierprozentige Natronlauge), wie bereits in Abschnitt 4.2 erwähnt. Das Substrat wird direkt nach der Belichtung in das Entwicklerbad getaucht und anschließend in ein Stoppbad aus destilliertem Wasser gehalten. Während der Entwicklung wird die Probe mit leichten kreisenden Bewegungen durch das Entwicklerbad geschwenkt, um den Prozess der Entwicklung durch Zirkulation der Natronlauge zu unterstützen. Das Entwicklerbad wird nach jeder Probe ausgetauscht. Der Hersteller empfiehlt eine Entwicklungsdauer von 15 bis 30 Sekunden. Die Dauer der Entwicklung beeinflusst ebenfalls das Endergebnis, denn der Schwellwert für die Energiedosis wird bei längerer Entwicklung herabgesetzt, bei kürzerer Entwicklung umgekehrt. Bei einer längeren Entwicklungsdauer ist also eine geringere Energiedosis bei der Belichtung notwendig und die Intensität der Strahlen müsste erheblich reduziert werden. Eine längere Entwicklung hätte jedoch den Vorteil, dass der Prozess auf diese Weise nicht so empfindlich auf Abweichungen in der Entwicklungsdauer von ein oder zwei Sekunden reagiert. Aus diesen Gründen wird mit ca. 20 Sekunden Entwicklungszeit der Mittelweg gewählt. Es empfiehlt sich außerdem nicht, diesen Parameter im Experiment zu variieren, da die Entwicklung durch manuelles Eintauchen der Probe in das Entwicklerbad geschieht und dieser Prozess nicht sehr genau einzustellen ist, wohingegen die Belichtungszeit durch den vorhandenen Verschluss (siehe oben) sehr genau eingestellt werden kann.

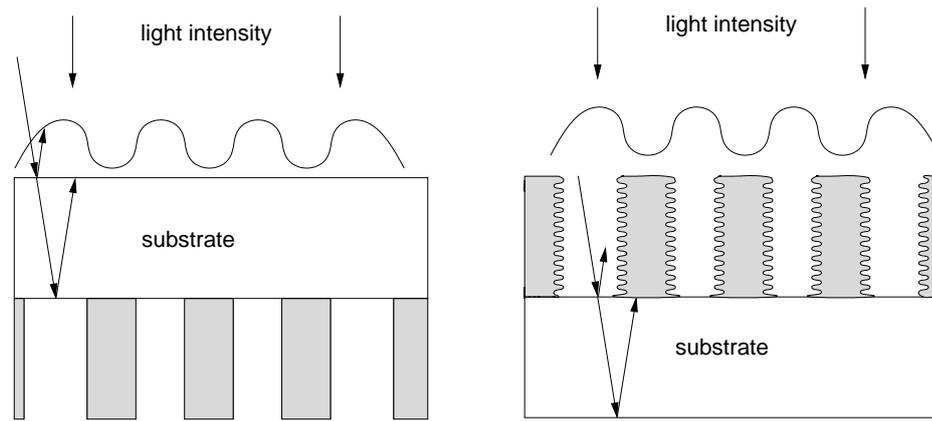


Abbildung 5.7: Skizze zum Einfluss der Belichtungsrichtung auf das Muster im Fotolack: von der Rückseite (links), von der Vorderseite (rechts).

5.4.1 Beeinflussung des Herstellungsprozesses

Einfluss der Umgebung

Die chemischen Prozesse bei der Fotolackbelichtung sowie -entwicklung sind temperaturabhängig [Dam93]. Daher empfiehlt es sich, die Temperatur des Labors konstant zu halten. Eine Klimaanlage sorgt für eine Labortemperatur von 18 bis 20 °C. Auf diese Weise haben die Fotolackproben und der Entwickler, die ebenfalls im Labor aufbewahrt werden, immer die gleiche Temperatur. Eine Möglichkeit, die Luftfeuchtigkeit konstant zu halten, besteht nicht.

Da der noch nicht entwickelte Fotolack sehr lichtempfindlich ist, muss das Labor komplett vor Tageslicht geschützt werden. Für den Belichtungsprozess werden Lampen angebracht, die mit einer speziellen orangefarbenen Plexiglasplatte⁵ abgedunkelt wurden. Die Plexiglasplatten filtern dabei den blauen Anteil des Spektrums der Leuchtstoffröhren heraus, für den die Proben sensitiv sind (nach Empfehlung von Micro Resist Technology GmbH, die exakt diese Plexiglasplatten in ihren eigenen Labors verwenden). Um weitere Hintergrundstrahlung im Raum zu vermeiden, wird der Großteil des optischen Aufbaus mit eloxierten Alugehäusen versehen.

Einfluss der verwendeten Glassubstrate

Als Substrat dienen verschiedene Sorten Glas, die mit 450 nm Fotolack beschichtet werden.

- Reflektion und Transmission

Je nachdem, ob die Probe von der Vorder- oder der Rückseite aus belichtet wird, spielt auch die Transmission des Glases bei 400 nm eine Rolle, da eine Absorption zur Verringerung der Energiedosis im Fotolack führt. Die Belichtung durch das Substrat, also von der Rückseite aus, ist deshalb von Vorteil, weil Reflexionen der Glasoberfläche so keine Auswirkung auf die Belichtung des Fotolacks haben (vgl. Abb. 5.7). Beim Belichten von der Vorderseite wird das Licht an der Substratoberseite und zusätzlich an der Substratunterseite reflektiert, was zu unerwünschten Interferenzeffekten führen kann. Im anderen Fall spielen die Reflexionen von bereits reflektierten Strahlen kaum eine Rolle, da sich die Intensität der reflektierten Strahlen bei jeder Reflexion wiederum auf vier Prozent reduziert. Eine leichte Verkipfung der Probe bezüglich der optischen Achse würde dazu führen, dass die Interferenzstrukturen im Fotolack überlagert werden von einem reflektierten, leicht verschobenen Interferenzmuster. Tatsächlich sind diese Effekte bei Lackdicken in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichts nicht

⁵Fa. Mudolor (Berlin), transparentes Plexiglas, Farbnummer 303, 3 mm dick

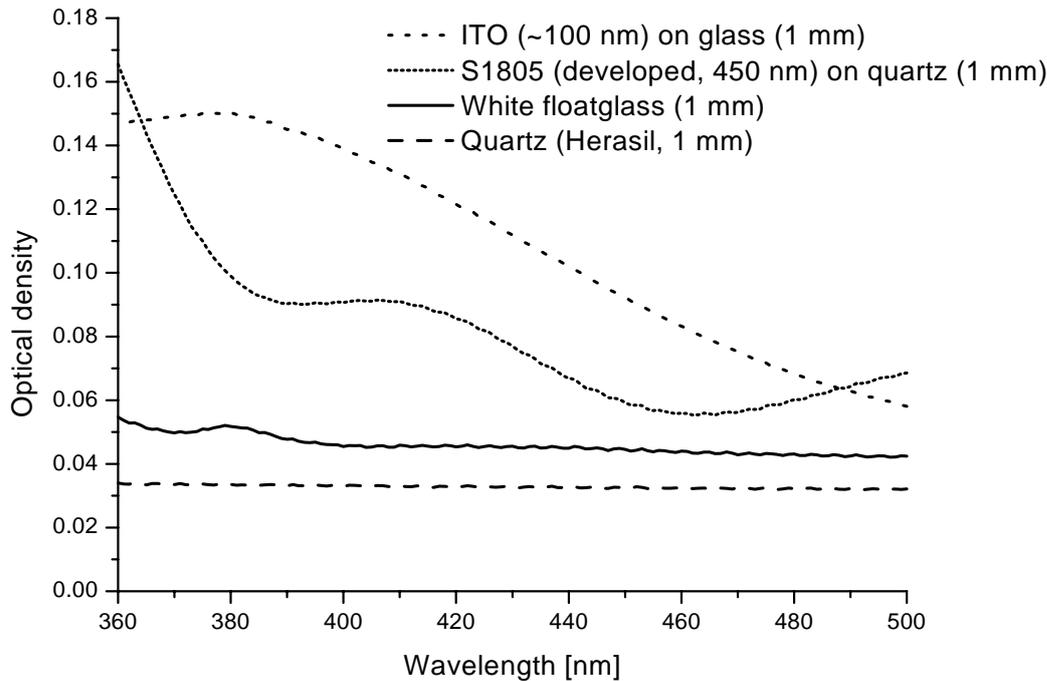


Abbildung 5.8: Transmissionskurven der verschiedenen Substrate.

sehr relevant, für den Fall dickerer Lackschichten ist dieser Effekt jedoch nicht zu unterschätzen. Da in Zukunft auch das Arbeiten mit dicken Lacken angestrebt wird, sollte gleich zu Beginn die Belichtung von der Rückseite optimiert werden.

In Abb. 5.8 sind die jeweiligen Transmissionskurven für die verschiedenen verwendeten Substrate aufgetragen. Dabei ist die optische Dichte⁶ gegen die Wellenlänge aufgetragen. Zusätzlich ist auch noch die Transmissionskurve für eine Quarzplatte mit bereits entwickeltem Fotolack S1805 aufgetragen. Die Quarzsubstrate zeigen dabei die geringste Absorption, gefolgt von weißem Floatglas. Die mit ITO beschichteten Substrate weisen hingegen eine vergleichbar hohe Absorption bei 400 nm auf. Der durch die Absorption im Substrat verursachte Energieverlust wird später bei der Berechnung der Energiedosis berücksichtigt.

- Brechungsindex

Da die Strahlen symmetrisch bezüglich der Flächennormalen der Substrate liegen, spielt der Brechungsindex n der Substrate (abgesehen von Reflexionsverlusten) keine Rolle. Nach dem *Snelliusschen Brechungsgesetz*

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2 = \dots = n_N \sin \alpha_N \quad (5.4)$$

sind einzig der Brechungsindex von Luft und der des Fotolacks entscheidend für die Berechnung des Winkels α_N , unter dem sich die Strahlen im Fotolack überlagern (siehe Abb. 5.9). Dabei spielt es auch keine Rolle, ob das Substrat von der Vorder- oder Rückseite aus belichtet wird. An dieser Stelle sei angemerkt, dass die Änderung des Winkels α durch den Brechungsindex der Lackschicht begleitet wird von einer Änderung der Wellenlänge des Lichts, so dass sich effektiv das Interferenzmuster im Lack (sowohl für zwei Strahlen als auch für das Punktmuster) nicht von dem in Luft unterscheidet. Nach Gl. 5.1 gilt nämlich für die Gitterkonstante Λ des Streifenmusters (analog beim Punktmuster):

$$\Lambda = \frac{\lambda_{\text{Luft}}}{2 \sin \alpha_{\text{Luft}}} = \frac{\lambda_{\text{Luft}} \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Lack}}}}{2 \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Lack}}} \sin \alpha_{\text{Luft}}} = \frac{\lambda_{\text{Lack}}}{2 \sin \alpha_{\text{Lack}}}. \quad (5.5)$$

⁶negativer dekadischer Logarithmus der Transmission

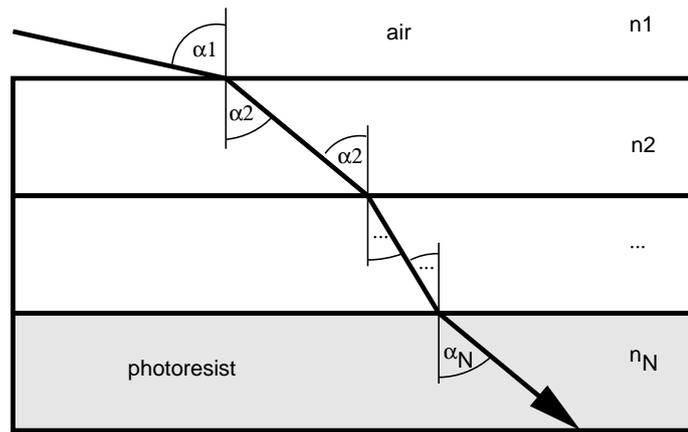


Abbildung 5.9: Brechung an verschiedenen Grenzmedien. In die Berechnung des Winkels α_n gehen nur der Winkel α_1 und die Brechungsindizes n_1 und n_2 ein.

- Oberfläche

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die Oberflächenbeschaffenheit des Glases. Je nachdem, was auf das Glas aufgetragen wird, kann es von Vorteil oder von Nachteil sein, wenn die Oberfläche rau ist. So haftet z. B. Fotolack umso besser, je rauer die Oberfläche ist. Wird jedoch im Laufe des Herstellungsprozesses eine 20 nm dünne Goldschicht auf das Substrat aufgetragen, so spielen Rauigkeiten in der Größenordnung dieser Schichtdicke eine erhebliche Rolle. Die Quarzsubstrate weisen z. B. eine glattere Oberfläche auf als das Floatglass. Neben der Rauigkeit hat auch die chemische Beschaffenheit, insbesondere das Adsorptionsverhalten der Oberfläche, Einfluss auf die Haftungseigenschaften des Lacks. Wie sich herausstellen wird, haftet der Fotolack besonders gut auf Indium-Zinnoxid. Für andere Oberflächen (wie z. B. Metalle) bedarf es eines Haftvermittlers⁷.

5.5 Energiedosis

Um die benötigte Strahlleistung zu berechnen, muss die Größe der belichteten Fläche bekannt sein. Ein durchgeführter Rasierklingentest [EKS01] gibt zumindest in einer Dimension Auskunft über die örtliche Verteilung der Strahlleistung. Der Test funktioniert wie in Abb. 5.10 erläutert: Man fährt senkrecht zur Ausbreitungsrichtung mit einer Rasierklinge in den Strahl. Dabei wird die Strahlleistung P hinter der Rasierklinge in Abhängigkeit ihrer Position x gemessen. Die detektierte Leistung $P(x)$ entspricht dabei dem Flächenintegral der Intensität über den nicht abgeschatteten Bereich. Im Falle einer gaußförmigen Intensitätsverteilung des Strahls gilt

$$P(x) = \int_x^\infty \int_{-\infty}^\infty I_0 e^{-\frac{2(x'^2+y'^2)}{r^2}} dy' dx' = I_0 r \sqrt{\pi} \int_x^\infty e^{-\frac{2x'^2}{r^2}} dx', \quad (5.6)$$

mit r = Strahlradius

was einer *Gaußschen Fehlerfunktion* entspricht. Das bedeutet, dass

$$P(x = -r/2) - P(x = r/2) = 0.68P(x = \infty). \quad (5.7)$$

Mit Gl. 5.7 lässt sich der Strahlradius ($1/e^2$ -Radius) aus den Punkten bestimmen, an denen 16% und 84% der Gesamtleistung gemessen werden. Nach dem BBO-Kristall ist das

⁷Eine dünne Schicht eines dritten Materials wird aufgetragen, um die Haftung des Fotolacks auf dem Substrat zu erhöhen. Geeignet wäre beispielsweise der Haftvermittler der Fa. Allresist, AR 300-80.

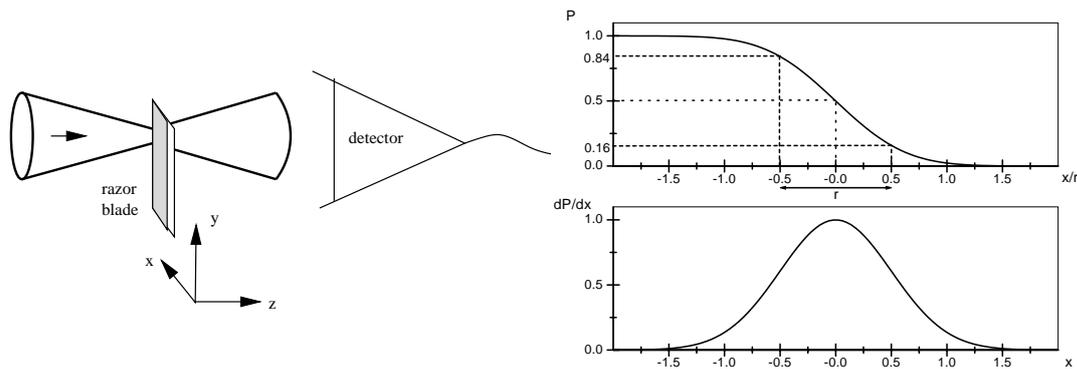


Abbildung 5.10: Bei dem Rasiermesserkantentest wird eine Rasierklinge in den Strahl gefahren und die Leistung P in Abhängigkeit der Position x der Rasierklinge gemessen. Die Punkte, an denen 16 und 84 Prozent der Gesamtleistung gemessen werden, entsprechen den Punkten, wo die Strahlleistung auf $\frac{1}{e^2}$ der Gesamtleistung abgesunken ist. Eine Ableitung der gemessenen Leistungsfunktion würde zu einer Gaußfunktion führen und ebenfalls eine Ermittlung des Radius erlauben.

Strahlprofil jedoch nicht mehr gaußförmig, sondern elliptisch, also asymmetrisch. Die Formel bleibt aber für die Bestimmung der Strahldurchmessers in einer Dimension weiterhin gültig. In diesem Fall müsste auch die zweite Dimension (y -Richtung) zusätzlich gemessen werden. In der zweiten Richtung ist diese Messung aus Platzgründen schwieriger unterzubringen. Da die belichtete Fläche zusätzlich Schwankungen unterworfen ist (je nach Mode des Titan-Saphir-Lasers), wird auf die zweite Messung verzichtet und stattdessen ein Blick auf die entwickelten Proben geworfen. Es stellt sich heraus, dass die belichtete Fläche mit Ellipsenhalbachsen von ca. 0.18 mm und ca. 0.4 mm auf eine Gesamtfläche von $0.23 \pm 0.03 \text{ mm}^2$ abgeschätzt werden kann. (Für die Ermittlung der Ellipsendurchmesser werden die Lichtmikroskopaufnahmen von Probe 14 herangezogen.) Dies ist auch mit den ermittelten Werten aus dem Rasierklingentest für die x -Richtung verträglich (vgl. Abb. 5.11).

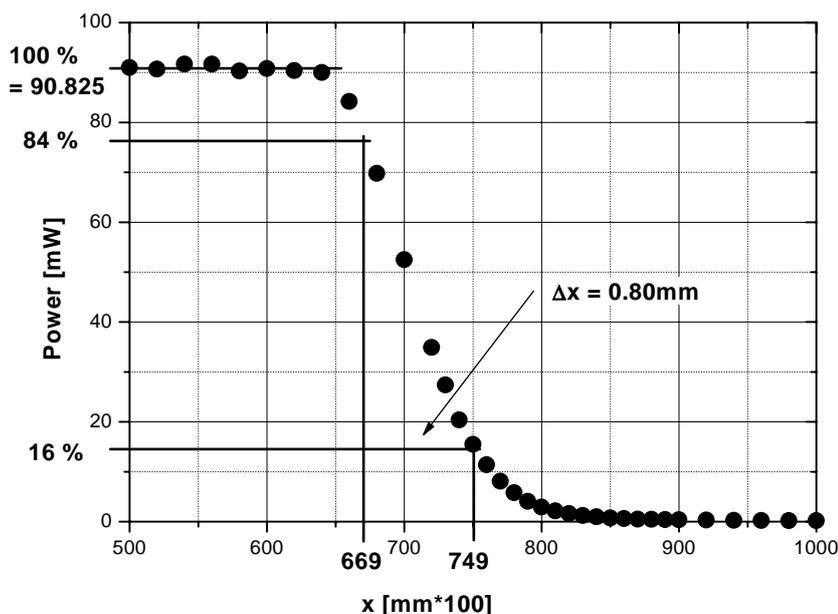


Abbildung 5.11: Der Rasiermesserkantentest in x -Richtung liefert einen Durchmesser von 0.80 mm.

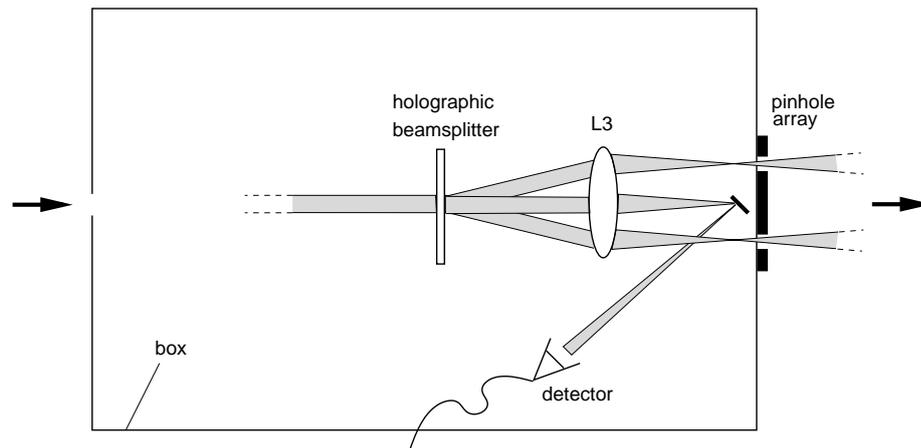


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung der Messung der Strahlleistung. Mit Hilfe eines Glasplättchens wird ein Referenzwert abgezweigt.

Eigenschaften wie die Transmission der Gläser und die unterschiedliche Haftung des Fotolacks auf unterschiedlichen Oberflächen führen dazu, dass eine Vorabberechnung der benötigten Intensität der Strahlen fast unmöglich ist. Es ist eher sinnvoll, einige Testreihen durchzuführen und daraus das Energiedosisfenster für die jeweiligen Substrate zu bestimmen. Da die belichtete Fläche A als Konstante in die Berechnung der Energiedosis $D = E/A$ eingeht und, wie oben erläutert, ein fehlerbehafteter Schätzwert für A angenommen wird, soll sie zunächst außen vor gelassen werden. Nur die Energie soll in Zukunft als Vergleichswert dienen. Über die Belichtungsdauer Δt und Leistung P des Laserstrahls kann dann die Energie $E = P\Delta t$ berechnet werden, mit der die Probe belichtet wird.

Das Energiefenster soll durch eine Serie von Belichtungen getestet werden, doch auch die Bestimmung der Strahlleistung und somit der Energie stellt sich als schwierig heraus. Bei den ersten Belichtungen wird die Strahlleistung vor dem Einbau der lichtempfindlichen Probe mit einem Leistungsmessgerät bestimmt. Bei mehreren Kontrollmessungen wird deutlich, dass die Strahlleistung ständig schwankt — auch während des Belichtungsprozesses. Hierzu ist eine konstante Überprüfung der Strahlleistung während der Belichtung notwendig. Eine eingebaute Glasscheibe zweigt dazu einen Teil des Lichts des mittleren der neun Strahlen (Strahl 9, vgl. 5.1) ab und dient fortan als Referenz. Natürlich kann nicht während der Belichtung gemessen werden, da diese nur einige Millisekunden dauert. Aber die Glasscheibe ermöglicht es, die Intensität direkt vor und nach dem Belichtungsprozess zu messen, sofern die Strahlen vor der Probe blockiert werden. Dies ist auch nur deshalb möglich, weil das Streulicht des vorhergehenden optischen Strahlengangs durch ein eloxiertes Metallgehäuse weitestgehend von der Probe ferngehalten wird und sich der Leistungsmessgerät ebenfalls in diesem Gehäuse befindet (vgl. Abb. 5.12). Die Leistungsanzeige des zur Verfügung stehenden Messgeräts zeigt, je nachdem, wo der Strahl auf das Gerät trifft, unterschiedliche Werte an, mit Abweichungen von 10 bis 15 Prozent. Die gemessenen Werte können in jedem Fall nur als eine Art grobe Referenz dienen. Sie zeigen innerhalb einer Belichtungsserie zwar relativ gesehen an, wie sehr die Leistung des Lasers schwankt. Aber der Absolutwert der errechneten Strahlleistung ist nur als Richtwert zu sehen, nicht als absolute Größe. Genauso verhält es sich mit der daraus errechneten Energie.

5.6 Strahlengang

Es stellt sich heraus, dass der Laserstrahl den Titan-Saphir-Laser nicht immer auf die gleiche Weise verlässt. Um sicherzustellen, dass der nachfolgende Aufbau nicht ständig neu justiert werden muss, wird eine Art Verschiebestrecke (siehe Abb. 5.13) eingebaut, die genügend Platz für die Unterbringung einer Justierspitze bietet, so dass über die Spiegel der Ver-

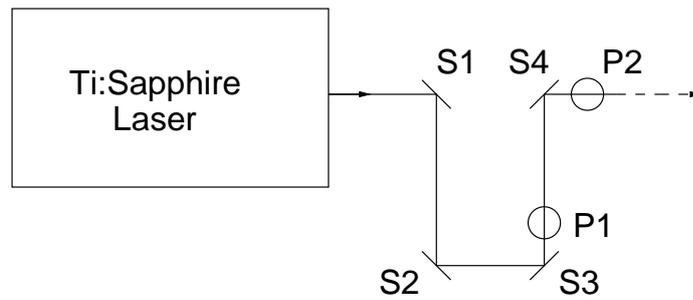


Abbildung 5.13: Der Laserstrahl des Titan-Saphir-Lasers ändert häufiger seine Position. Eine zusätzliche Verschiebestrecke dient dazu, den weiteren Aufbau mit einem definierten Strahl zu versorgen. Mit Spiegel S1 wird auf die Justierspitzenposition P1 justiert und mit Spiegel S3 auf die Justierspitzenposition P2. Die Spiegel S2 und S4 dürfen nicht verändert werden.

schiebestrecke der Laserstrahl nach jeder Neujustage des Titan-Saphir-Lasers auf definierte Weise in den Rest des Aufbaus eingekoppelt werden kann. Die Justierspitze dient dabei als Hilfe zur Festlegung der Punkte, durch die der Strahl laufen soll.

Kapitel 6

Experimentelle Ergebnisse und Auswertung

In diesem Kapitel werden die hergestellten Proben qualitativ und, sofern möglich, auch quantitativ analysiert. Es wird das Tastverhältnis von Streifen- und Punktmusterproben untersucht sowie das optimale Energiefenster der verschiedenen Substrate für die Belichtung ermittelt. Im Anschluss werden verschiedene Verbesserungsvorschläge für den experimentellen Aufbau diskutiert und ein Ausblick auf die Herstellung metallischer photonischer Kristalle gegeben.

6.1 Energiefenster

Die ersten Proben werden mit einem einfachen Streifenmuster aus zwei Strahlen (Strahlen 4 und 6, vgl. Abb. 5.1) belichtet. Es stellt sich heraus, dass der Lack nicht sehr gut auf den Quarzsubstraten haftet, das Energiefenster ist folglich sehr schmal. Bei den Glassubstraten, welche mit einer ITO-Schicht (ca. 100 nm dick) versehen sind, haftet der Lack hingegen wesentlich besser und entsprechend breiter ist das Energiefenster. Auch das Interferenzmuster scheint eine Rolle zu spielen. Beim Streifenmuster löst sich der Lack wesentlich leichter vom Substrat ab als es bei dem Punktmuster der Fall ist. Eine plausible Erklärung dafür ist die Tatsache, dass die Lackstruktur im Fall des Punktmusters eine viel höhere Verflechtung hat und sich deshalb nicht so leicht vom Substrat ablöst.

Die optische Bewertung der entwickelten Proben soll eine qualitative Auswertung der Probengüte ermöglichen. Je nachdem, ob sich der Lack vom Substrat löst (Überbelichtung), ob das Muster gut zu erkennen ist (optimale Belichtung) oder ob die belichteten Flächen nur schwer (fast optimal belichtet) oder überhaupt nicht unter dem Mikroskop zu erkennen sind (Unterbelichtung), werden die verschiedenen belichteten Felder in vier Kategorien unterteilt:

- überbelichtet
- optimal belichtet
- fast optimal belichtet
- unterbelichtet

Die Ergebnisse dieser Einteilung sind in Abb. 6.1 für die beiden Substrate Quarz und ITO-beschichtetes Glas zu sehen. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die ermittelte Energie für die einzelnen Belichtungsschritte sehr fehlerbehaftet ist und bei einem Vergleich zwischen verschiedenen Belichtungsserien mit Fehlern von bis zu 15 Prozent zu rechnen ist (siehe Abschnitt 5.5). Trotzdem können diese Graphen ein paar generelle Aussagen bestätigen: Das Streifenmuster wird leichter überbelichtet und für die ITO-Substrate ist aufgrund der Absorption (vgl. Abb. 5.8) in der ITO-Schicht eine höhere Energie notwendig. Rechnet

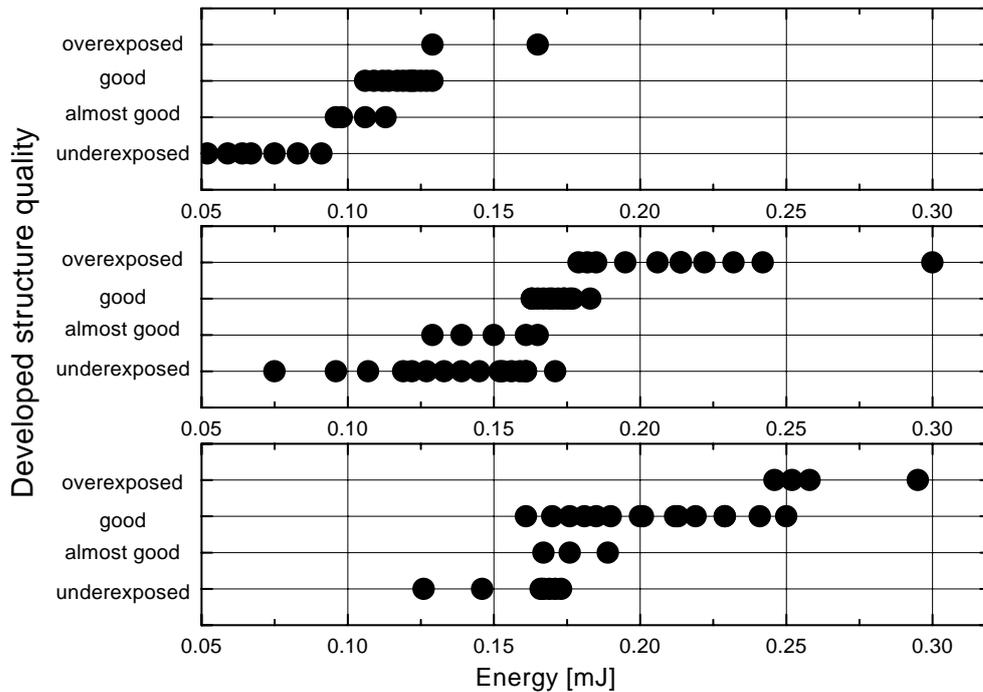


Abbildung 6.1: *Qualität der Belichtung in Abhängigkeit der Energie. Die entwickelten Proben werden je nach Erscheinungsbild unter dem Lichtmikroskop in vier Klassen eingeteilt: unterbelichtet, fast optimal belichtet, optimal belichtet und überbelichtet. Trägt man dies gegen die Energie auf, so lässt sich das optimale Energiefenster angepasst an Muster und Substrat erkennen. Streifenmuster auf Quarz (oben), Punktmuster auf Quarz (Mitte), Punktmuster auf ITO-beschichtetem Glas (unten). Die Wellenlänge beträgt 400 nm und die belichtete Fläche beträgt $0.23 \pm 0.03 \text{ mm}^2$.*

man für die beiden Substrate die tatsächlich im Lack verbleibende Energie auf Grundlage von Abb. 5.8 aus, so lässt sich damit gut die Energiedifferenz aus Abb. 6.1 erklären. Denn bei bereinigter Energie kommt man zu einer Darstellung wie in Abb. 6.2. Trotzdem gilt weiterhin, dass die ITO-Substrate ein größeres Energiefenster besitzen und somit robuster gegen Energieabweichungen sind. In Tab. B.1 bis B.4 in Anhang B sind die Fakten wie Substrat, Energie, mit der belichtet wird, und experimentelles Ergebnis zu allen hergestellten Proben zusammengefasst.

6.2 Lichtmikroskopaufnahmen

In diesem Abschnitt werden ausgewählte Lichtmikroskopaufnahmen zu einer Reihe von Proben diskutiert. Die Aufnahmen sind untergrundbereinigt, das bedeutet, dass eine Aufnahme ohne Probe von allen Aufnahmen mit Probe vor der weiteren Bearbeitung subtrahiert wird. Auf diese Weise werden die Verunreinigungen, die sich vor der CCD-Kamera befinden, aus den Bildern entfernt. Zusätzlich wird das Bildverarbeitungsprogramm GRAPE [Gra02] genutzt, um den Kontrast zu erhöhen und die Darstellung in Falschfarben zu ermöglichen. Da die Bilder unterschiedliche Helligkeiten aufweisen, wird für jedes Bild ein Histogramm der Helligkeitsverteilung erstellt, welches dann dazu dient, den Darstellungsbereich gezielt und einheitlich zu normieren. Bei der Analyse der Bilder geht es um qualitative Aussagen bzw. quantitative Aussagen in Form von Abständen, die durch die Renormierung nicht verändert werden. Der Bereich wird auf fünf bis sechzig Prozent des Helligkeitsspektrums jedes einzelnen Bildes eingeschränkt und anschließend linear auf den Farbverlauf skaliert. Der Übersichtlichkeit halber werden die Bilder in einem Falschfarbenverlauf dargestellt, dabei entspricht hell zu dunkel den Farben blau zu rot zu grün. Werte, die heller sind als

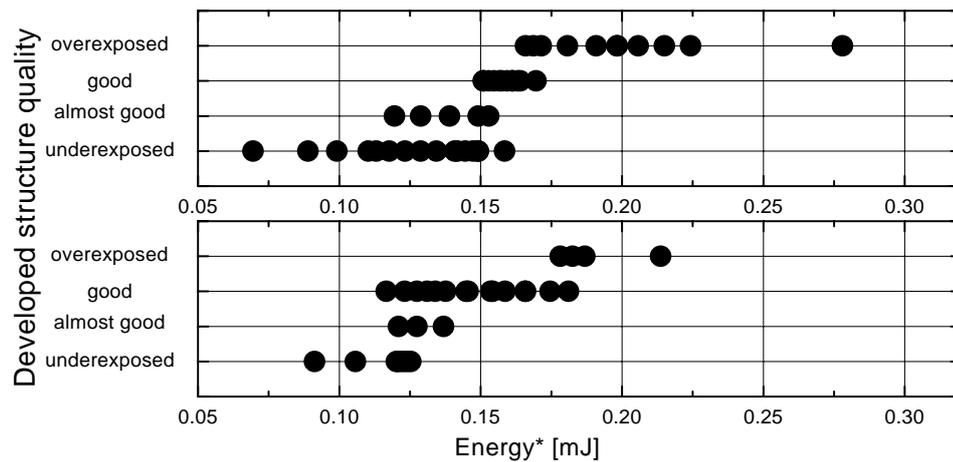


Abbildung 6.2: Qualität der Belichtung in Abhängigkeit der Energie, nach Abzug der im Substrat absorbierten Energie: Punktmuster auf Quarz (oben), Punktmuster auf ITO-beschichtetem Glas (unten). Trotz korrigierter Energiewerte ist deutlich das größere Energiefenster für das ITO-Substrat zu erkennen. Die Wellenlänge beträgt weiterhin 400 nm und die belichtete Fläche beträgt $0.23 \pm 0.03 \text{ mm}^2$.

der ausgewählte Bereich, werden in der größten Farbe (blau) dargestellt, Werte darunter in der kleinsten Farbe (grün). Hierbei ist anzumerken, dass es sich um Mikroskopaufnahmen von Strukturen in der Größenordnung des Auflösungsvermögens des Lichtmikroskops handelt. Erschwerend kommt hinzu, dass die Bereiche mit und ohne Lack kaum Kontrast zueinander zeigen. Vergleicht man die Lichtmikroskopaufnahmen von Probe 14 beispielsweise mit den REM-Aufnahmen dieser Probe (siehe Abb. 6.3), so wird der Unterschied sehr deutlich. Dennoch kann man aus den Lichtmikroskopbildern die tatsächliche Struktur erahnen und auch die Größe der belichteten Fläche bestimmen. Lackschäden und unerwünschte Interferenzeffekte können ebenso untersucht werden.

Im Folgenden seien anhand einiger Beispiele die Charakteristika der belichteten Felder erläutert. Die jeweiligen Bildunterschriften zeigen an, um welche Probe und welches Feld es sich handelt. 14.10 bedeutet z. B. Probe 14, Feld 10. Die Größenangabe unten rechts bezieht sich immer auf die Breite des dargestellten Ausschnitts. Die Beschriftungen der Felder erfolgen nach Abb. 5.6.

Überbelichtung

Die Aufnahmen der Felder 1_01 und 2_03, sowie Feld 7_11 in Abb. 6.4 zeigen deutlich, wie sich der Lack in Folge der Überbelichtung vom Substrat löst und nicht haften bleibt. Im Zentrum der Felder ist teilweise gar kein Lack mehr vorhanden und an den Rändern schweben die Lackreste lose über dem Substrat.

Unterbelichtung

Bei nicht ausreichender Energie sind die belichteten Felder kaum unter dem Mikroskop auszumachen und klein in der Fläche. Ist die Energie zu niedrig, sind die Felder mangels Kontrasts nicht mehr unter dem Mikroskop zu erkennen und können demnach auch nicht hier in Form von Bildern gezeigt werden. Die Bilderreihe in Abb. 6.5 zeigt, wie die unterbelichteten Felder von Probe 8 mit zunehmender Energie an Größe und Kontrast gewinnen. Zum Vergleich ist ein optimal belichtetes Feld aus Probe 14 der Bilderreihe beigelegt. Auffällig ist auch das fleckige Erscheinungsbild der Felder. Das liegt an dem geringen Kontrast im Fotolack, da der Lack nicht bis auf das Substrat durchentwickelt ist.

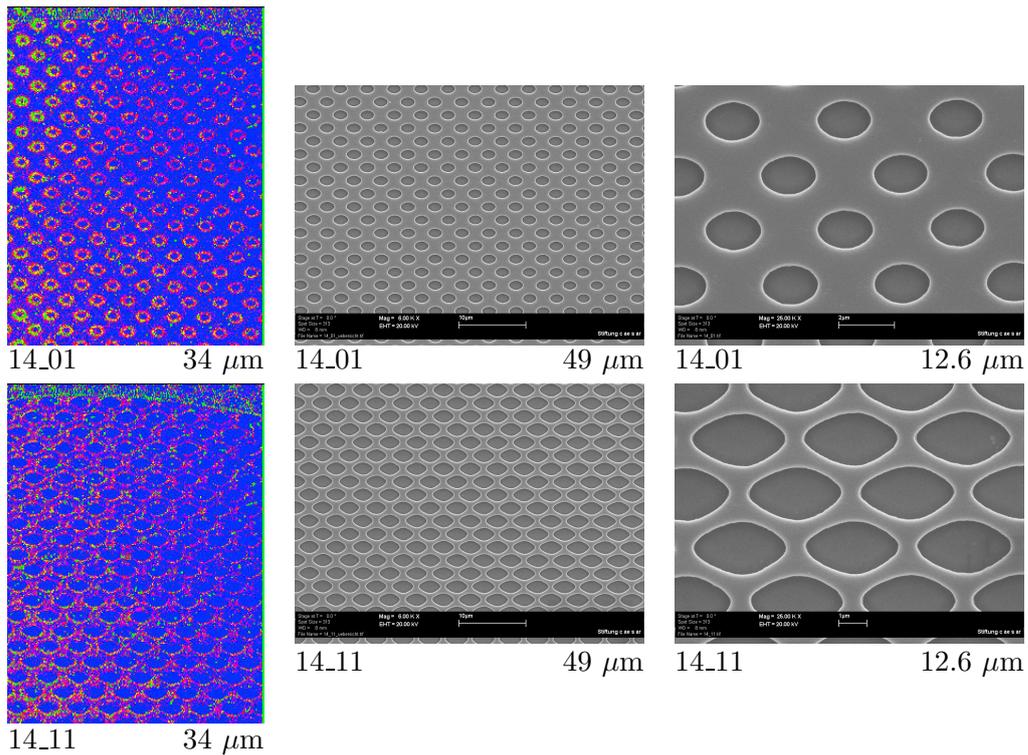


Abbildung 6.3: Vergleich der Mikroskopaufnahmen von Probe 14 (linke Spalte) mit REM-Aufnahmen (mittlere und rechte Spalte) dieser Probe. Es wird deutlich, dass die Mikroskopbilder nur ein sehr grobes Bild der Wirklichkeit liefern.

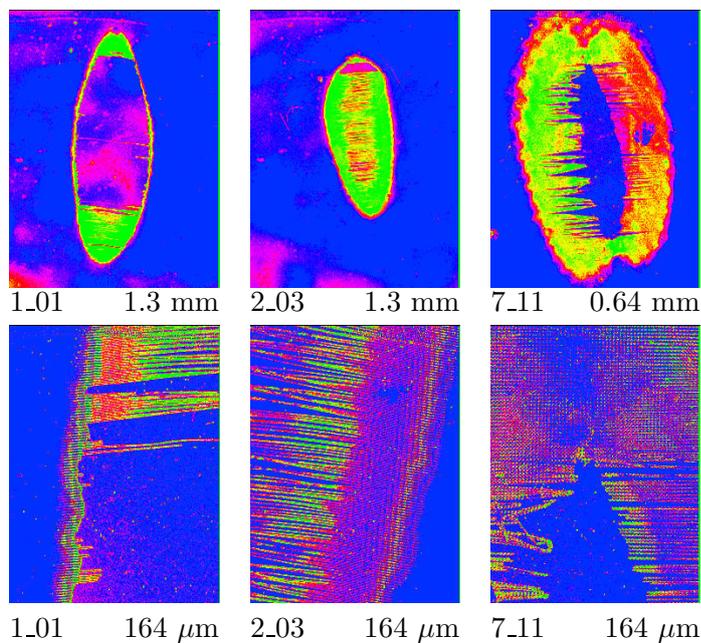


Abbildung 6.4: Überbelichtete Proben. Der Lack im Zentrum der belichteten Felder löst sich vom Substrat oder ist teilweise ganz verschwunden. Die unteren Bilder sind jeweils Nahaufnahmen der oberen Bilder.

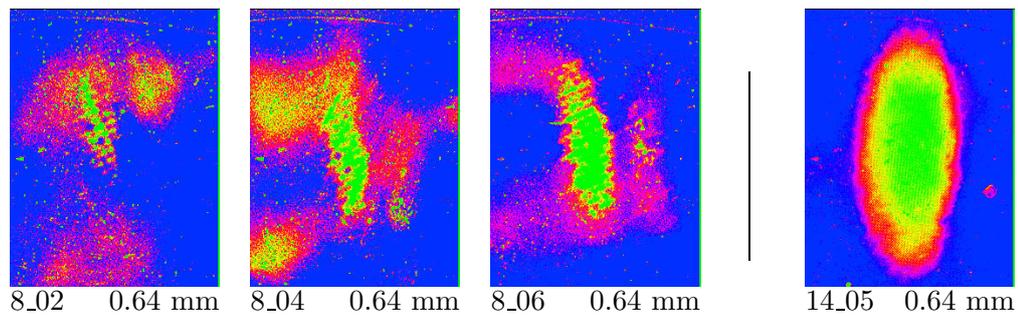


Abbildung 6.5: Unterbelichtete Proben (Bilder links). Die belichteten Felder sind kaum unter dem Mikroskop zu erkennen und gewinnen mit zunehmender Energie an Größe. Der Lack ist nicht bis auf das Substrat durchentwickelt, daher die Flecken. Ganz rechts sieht man zum Vergleich eine optimal belichtete Probe.

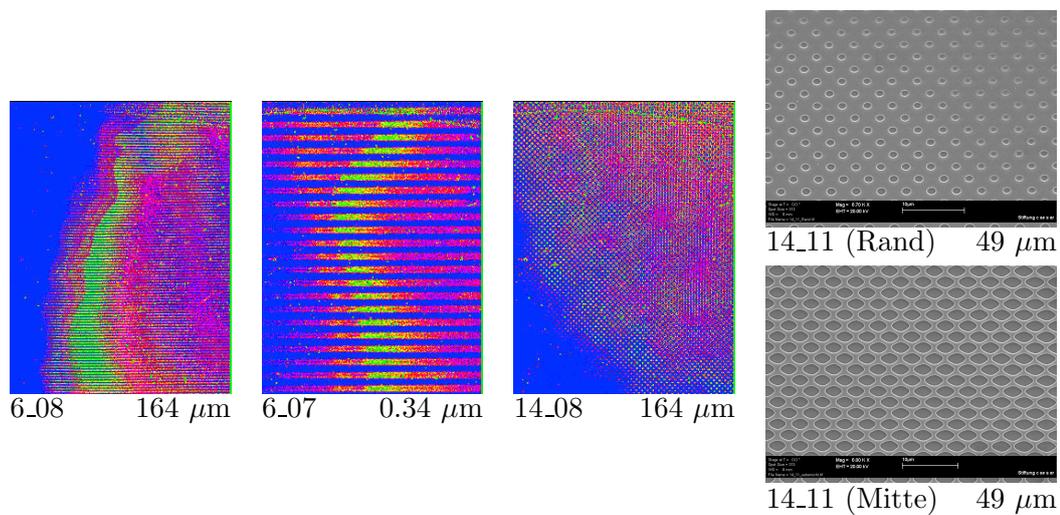


Abbildung 6.6: Unregelmäßige Feldränder. Die beiden linken Aufnahmen zeigen die Ränder von Streifenmusterproben und die drei rechten Aufnahmen zeigen Punktstrukturproben. Rechts außen handelt es sich um REM-Aufnahmen vom Rand und von der Mitte ein und desselben Feldes. Die Streifenbreite nimmt zum Rand hin ab, genauso wie der Lochdurchmesser. Dieser Effekt wird bei allen Proben beobachtet.

Feldrand

Zum Rand der Lichtstrahlen nimmt die Intensität ab, da nicht mit ebenen Wellenfronten, sondern mit Gaußschen Strahlen belichtet wird. So nimmt auch die Belichtungsenergie bei den belichteten Feldern radial ab. Die Strukturen im Lack können sich bei der Entwicklung nicht mehr vollständig ausbilden. Die Lackstreifen werden nach außen hin breiter bzw. die Löcher im Fotolack kleiner (vgl. Abb. 6.6). Zu erkennen ist auch, dass die Ränder der Felder nicht immer gleichmäßig rund sind, sondern Einbuchtungen und Abweichungen aufweisen. Ein Strahlaufweitungssteleskop mit Modenblende sollte hier in Zukunft Abhilfe schaffen.

Feldgröße und -form

Die Feldgröße und -form schwankt leicht von Probe zu Probe (siehe Abb. 6.7). Die meisten Proben weisen jedoch eine elliptische Feldform auf. Diese Form ist zurückzuführen auf das elliptische Intensitätsprofil der Strahlen (vgl. Abschnitt 5.5). Probe 7 fällt etwas aus der Reihe, eine Doppelstruktur ist zu erkennen. Grund dafür könnte sein, dass sich das Substrat bei Belichtung nicht ganz im Fokus der vier Strahlen befunden hat.

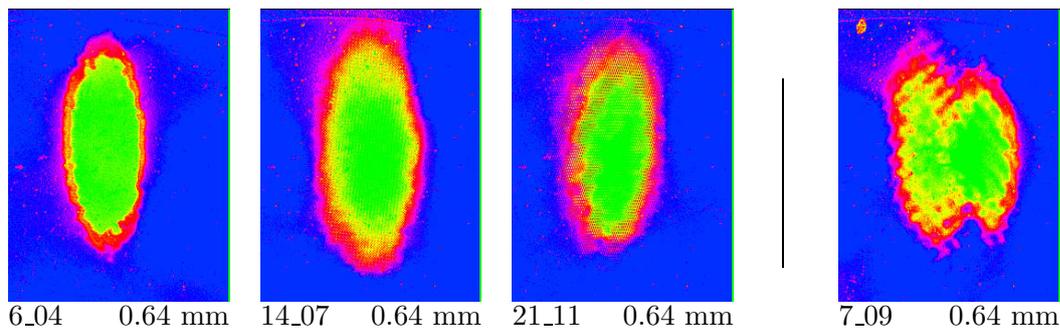


Abbildung 6.7: *Feldform. Alle Felder haben unabhängig von der Strahlkonfiguration eine elliptische Form. Dies hängt mit dem elliptischen Strahlprofil der Strahlen zusammen. Nur in Probe 7 ist eine auffällige Doppelstruktur zu erkennen.*

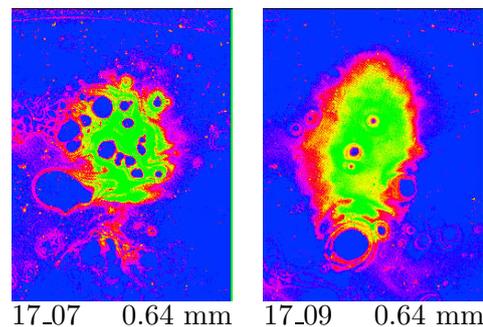


Abbildung 6.8: *Lackschaden. Der Lack auf Probe 17 ist bereits vor Belichtung und Entwicklung beschädigt. An einigen Stellen wirft er Blasen. Das hat verheerende Auswirkungen auf das Endergebnis.*

Lackproblem

Bei Probe 17 ist die Lackschicht bereits vor der Belichtung beschädigt. Beim vorherigen Belacken des Substrats ist vermutlich ein Fehler unterlaufen. Die Probe wurde trotzdem belichtet und entwickelt. Die Auswirkungen der Lackschäden lassen sich eindrucksvoll in Abb. 6.8 sehen.

Defekt

Für die Herstellung photonischer Kristalle ist besonders eine defektfreie Struktur wichtig. Haftet der Lack nicht gut genug auf dem Substrat, kann es vereinzelt zu geometrischen Verformungen wie in Feld 6_05 (siehe Abb. 6.9) kommen. Diese Defekte werden vermieden, wenn man im optimalen Energiefenster belichtet.

Interferenzringe

Vermutlich durch Staub auf den optischen Komponenten oder dem Substrat kommt es vereinzelt zu Interferenzringen, wie am Rand von Feld 5_10 (siehe Abb. 6.9) zu erkennen. Weiterhin können Reflexionen an den Vorder- und Rückseiten der Linsen im optischen Aufbau oder an der Grenzschicht Fotolack–Luft für Interferenzen sorgen. Diese Interferenzringe überlagern das gewünschte Muster und zerstören es auf diese Weise. In kleinerem Ausmaß sind diese Interferenzringe am Rand vieler Proben vorhanden und sind nur beim Blick durch das Lichtmikroskop mit bloßem Auge zu erkennen. Die Ursache konnte bis jetzt weder gefunden noch beseitigt werden. Vermutlich kann auch hier eine Modenblende Abhilfe schaffen.

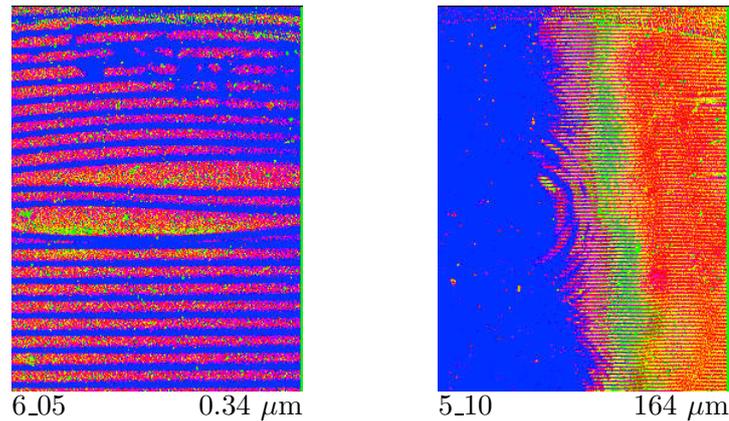


Abbildung 6.9: Defekt im Streifenmuster (links): Einige Lackstreifen (blau) haben sich verformt, da sie nicht optimal auf dem Substrat haften. Interferenzringe (rechts): Am Rand einiger Proben kommt es zu störenden Interferenzringen, die das gewünschte Muster überlagern und so zerstören.

6.3 Interferenzmuster

Der Vergleich der entstandenen Lackstrukturen mit den zu erwartenden Mustern aus der Simulation zeigt Übereinstimmungen, aber auch Abweichungen. So stimmen die Gitterperioden sowohl für die Zweistrahl- als auch für die Vierstrahlinterferenz sehr gut mit den theoretisch berechneten Werten überein:

- zwei Strahlen: $\Lambda_{\text{Experiment}} = (2.05 \pm 0.2)\mu\text{m}$; $1.86\mu\text{m} < \Lambda_{\text{Theorie}} < 2.19\mu\text{m}$
- vier Strahlen: $\Lambda_{\text{Experiment}} = (2.84 \pm 0.3)\mu\text{m}$; $2.63\mu\text{m} < \Lambda_{\text{Theorie}} < 3.10\mu\text{m}$

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die Standardabweichung für die mit einem Bildverarbeitungsprogramm ermittelten Periodizitäten für das Punktmuster im Bereich von 20 nm liegen. Da die REM-Bilder jedoch nur ein Abbild der Realität sind und jeweils nur ein Ausschnitt der Felder betrachtet wird, kommt ein absoluter Fehler von 10 % hinzu. Die Struktur selbst weicht allerdings für das Punktmuster von der Simulation ab. So sind die zu erwartenden Kreise eher Ellipsen (bzw. Rauten statt Quadrate). Eine Erklärung für die Abweichungen wurde bisher nicht gefunden, ebenso wenig eine Übereinstimmung mit den Abweichungen der anderen Muster, die ebenfalls getestet werden. Eine mögliche Ursache sind Intensitätsunterschiede zwischen den Strahlen. Wie eine Simulation deutlich macht, könnte ein Intensitätsunterschied eines Strahls im Vergleich zu den anderen Strahlen zu einer solchen Elliptizität führen (vgl. Abb. 6.10). Durch Messen der Intensitäten der einzelnen Strahlen kann dieser Fehler nicht bestätigt werden. Außerdem könnte eine falsche Position der Probenhalterung zu einer schiefen Stellung der Probe bezüglich der optischen Achse des Systems führen oder Justierfehler bei der Position der Linsen zu einer leichten Abweichung des Strahlgangs führen. Doch trotz mehrfacher Neujustage des Aufbaus entspricht die Form der Löcher immer wieder Ellipsen. Nach allen bisherigen Überlegungen und Simulationen sollte die Polarisationsrichtung eigentlich erst bei einem größeren Winkel α zur optischen Achse zur Ausformung von Ellipsen führen. Eine weitere Ursache könnte das elliptische Strahlprofil aller Strahlen sein. Ein in Zukunft geplantes Strahlauweitungs- und bereinigungssystem könnte hier Klarheit schaffen. Die verschiedenen Strahlkonfigurationen, die in Probe 19 bis 23 getestet werden, stimmen in ihrer Grundsymmetrie recht gut mit den zu erwartenden Mustern überein aber auch hier sind Abweichungen zu erkennen: Abb. 6.11 stellt Bilder der Proben 19 bis 22 den Simulationen gegenüber. Ein Grund ist sicherlich die geringe Auflösung bei den Lichtmikroskopaufnahmen und die Tatsache, dass je nach Energiedosis nicht alle Strukturen der Intensitätsmuster in den Lack übertragen werden.

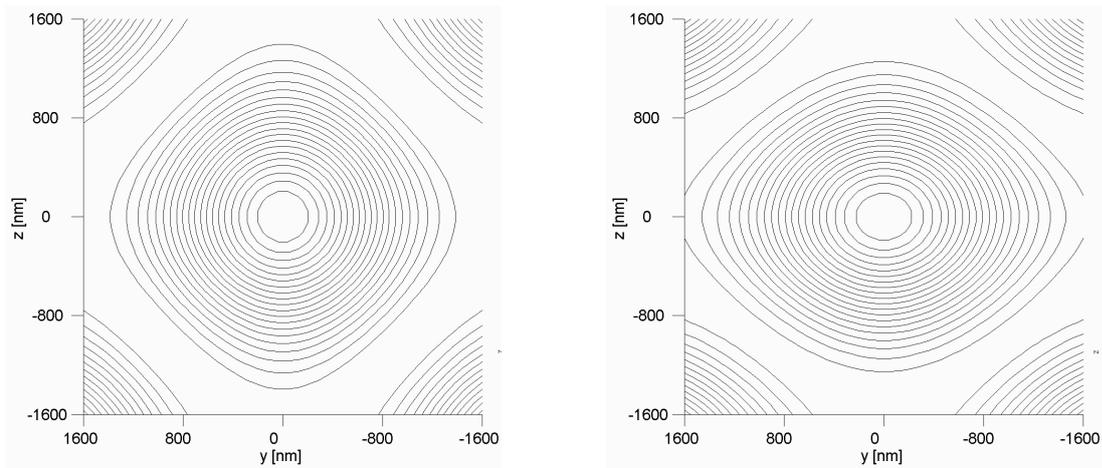


Abbildung 6.10: Einfluss der Intensität auf das Punktmuster, das aus den Strahlen 2, 4, 6 und 8 generiert wird. Dargestellt sind die Intensitätsverteilungen in Form von Isolinien für gleich intensive Strahlen (links) und für den Fall, dass die Intensität eines Strahls (z. B. Strahl 2) nur $\frac{1}{4}$ der Intensität der anderen Strahlen beträgt.

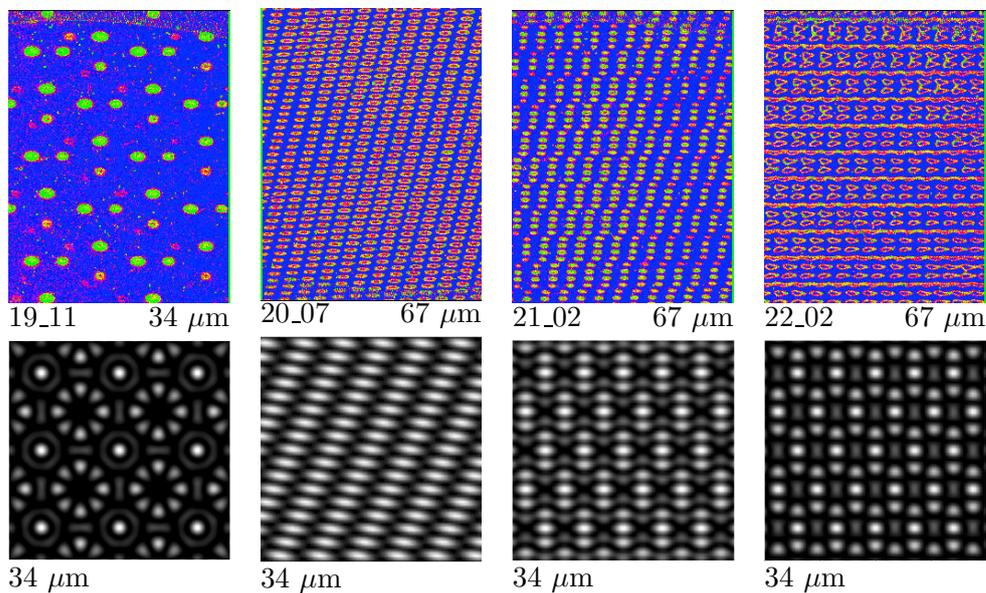


Abbildung 6.11: Vergleich verschiedener hergestellter Muster (oben) mit den zugehörigen Simulationen (unten). Mit den Bezeichnungen aus Abschnitt 5.1 sind von links nach rechts folgende Muster vertreten: Strahlen 1 bis 8; Strahlen 2, 6 und 7; Strahlen 1, 2, 3 und 6; Strahlen 1, 2, 3, 5 und 7. Die Simulationen zeigen einen Ausschnitt, der für Probe 19 genauso breit ist wie das Mikroskopbild und für die anderen ungefähr um den Faktor zwei schmaler.

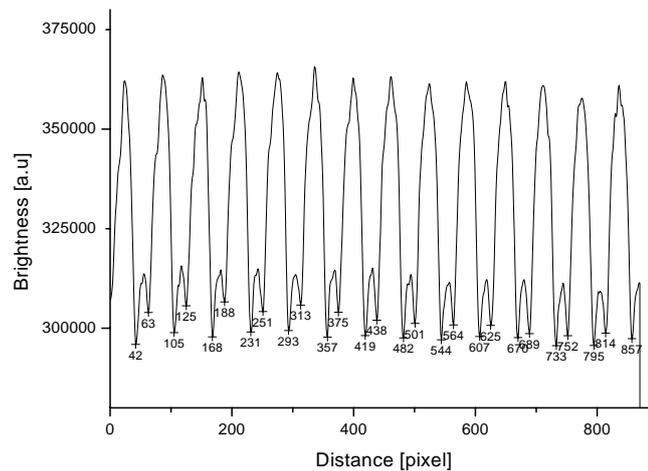


Abbildung 6.12: Schnitt durch das Mikroskopbild des Feldes 6_03: Die hellen Bereiche entsprechen dem Lack und somit die Helligkeitsminima den Rändern der Lackstreifen. Der Abstand der Minima muss anschließend von Pixeln in Meter umgerechnet werden.

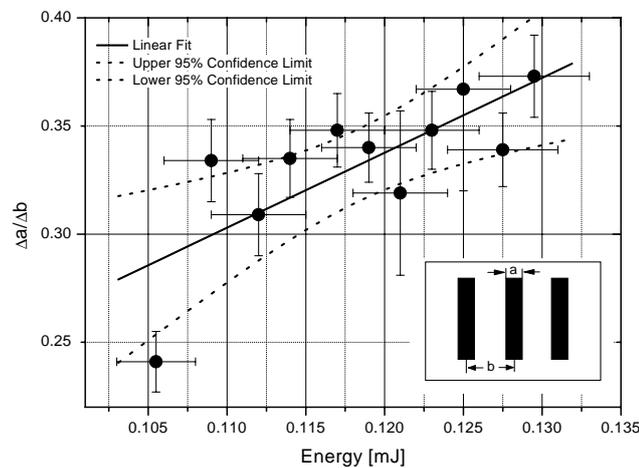


Abbildung 6.13: Tastverhältnis für das Streifenmuster (Probe 6): Das Verhältnis von Streifenbreite a zur Gitterperiode b nimmt mit zunehmender Energie zu. Für die Ermittlung der Daten werden die Lichtmikroskopaufnahmen von Probe 6 analysiert. Die Energiewerte können zwar miteinander verglichen werden. Aber die absolute Energieskala ist mit einem Fehler von 15 Prozent (vgl. Abschnitt 5.5) behaftet.

6.4 Tastverhältnisse

Streifen

Probe 6 wird auf elf Feldern mit dem Streifenmuster belichtet, das aus den Strahlen 2 und 6 generiert wird. Dabei variiert die Energie zwischen $0.106 \text{ mJ} \pm 0.019 \text{ mJ}$ für Feld 1 und $0.130 \text{ mJ} \pm 0.019 \text{ mJ}$ für Feld 11. Um das Verhältnis von Streifenbreite zur Periode des Musters in Abhängigkeit der Energie zu bestimmen, werden Schnitte durch die Mikroskopbilder (siehe Abb. C.1 auf Seite 69) gelegt. Aus den so entstandenen Helligkeitsprofilen kann man die Abstände der Streifenränder zueinander und ebenso die Gitterperiode ermitteln. Die Helligkeitsminima, also die dunkelsten Stellen eines Bildes, dienen hierbei als Fixpunkte, da sie sehr leicht aus dem Helligkeitsprofil zu extrahieren sind. Abb. 6.12 zeigt beispielhaft das Helligkeitsprofil samt Helligkeitsminima für Feld 6_03. Es folgt eine Mittelung über

die ermittelten Streifenbreiten eines Feldes (gemeint ist die Breite der lackfreien Streifen). Die Gitterperiode Λ ist für alle Felder gleich, da sie vollständig durch die Geometrie des Aufbaus bestimmt und von der Energie unabhängig ist; sie liegt bei $2.05 \mu\text{m} \pm 0.2 \mu\text{m}$. In Abb. 6.13 ist das Ergebnis aufgetragen, also das Verhältnis der gemittelten Streifenbreiten a zur Gitterperiode Λ (hier mit b bezeichnet) über die Energie. Die Streifenbreite nimmt, wie zu erwarten, mit zunehmender Energie zu, da mehr Lack im Entwicklerbad gelöst wird.

Punkte

Probe 14 wird ebenfalls mit elf Feldern belichtet, diesmal mit dem Punktmuster, das aus den Strahlen 2, 4, 6 und 8 erzeugt wird. Die Energie variiert von $0.161 \text{ mJ} \pm 0.024 \text{ mJ}$ zu $0.241 \text{ mJ} \pm 0.036 \text{ mJ}$. Um die Probe genauer analysieren zu können, werden REM-Aufnahmen der Felder gemacht. Da es sich um reinen Fotolack auf ITO-Substrat handelt, muss für die REM-Aufnahmen noch eine dünne Schicht Gold (ca. 15 nm) aufgedampft werden. Auf diese Weise lädt sich die Probe nicht zu sehr unter dem Elektronenmikroskop auf und die Ladungen können gut abfließen. Eine Zusammenfassung aller REM-Aufnahmen dieser Probe befindet sich im Anhang D. Ausschnitte der Bilder sind in Abb. 6.14 zusammengestellt. Die Löcher werden nicht nur größer, sondern ihre Form wandelt sich mit zunehmender Energie von einer Ellipse zur Raute. Wenn man von der Tatsache absieht, dass es sich um Ellipsen statt Kreise handelt, bestätigen sich die Aussagen aus den Abschnitten 3.3 und 5.4: Die Isolinien des Interferenzmusters wirken sich auf die Form der entwickelten Strukturen aus (siehe auch Abb. 5.5). Für eine qualitative Analyse werden horizontale Schnitte (Abb. 6.15) durch die REM-Bilder gelegt, so dass man aus dem Helligkeitsprofil die Abstände der Kanten zueinander messen kann. Aus diesen Daten wird das Tastverhältnis¹ in Abhängigkeit der Energie ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.16 aufgetragen. Wie man sieht, wird das Tastverhältnis, genau wie im Fall des Streifenmusters, mit zunehmender Energie größer. Zu beachten ist, dass die Gitterkonstante b als Abstand zweier horizontal benachbarter Ellipsen definiert wird (vgl. Abb. 6.16). Der Grund dafür liegt in der Abweichung der Lochform. Die elliptische Form der Löcher legt eine Analyse entlang der Ellipsenhalbachse a nahe, die aber um 45 Grad gedreht zu der Gitterperiode Λ des zugrundeliegenden quadratischen Gitters liegt. Die Gitterperiode b ist für alle Proben gleich und liegt bei $b = 4.02 \mu\text{m} \pm 0.4 \mu\text{m}$. Die Gitterperiode Λ des quadratischen Gitters errechnet sich damit zu

$$\Lambda = b/\sqrt{2} = 2.8 \mu\text{m}. \quad (6.1)$$

Neben der Betrachtung der Abstände in der Ebene soll noch ein Blick auf die dritte Dimension geworfen werden. Unter einem schrägen Winkel von 40 Grad werden weitere REM-Aufnahmen von Probe 14 gemacht. Auf diese Weise kann man die Kanten der Löcher erkennen. Eine quantitative Analyse der Kanten ermöglichen diese Aufnahmen zwar nicht, aber es wird trotzdem deutlich, dass es sich um sehr steile Kanten handelt. Das bedeutet, dass die Entwicklungszeit und die Energiedosis optimal auf das nichtlineare Verhalten des Fotolacks eingestellt sind. Die Kanten sehen für alle Felder gleich aus, also sind die Kanten der Löcher zumindest innerhalb des untersuchten Energiebereichs unabhängig von der Energie. Feld 5 und Feld 11 werden zur Dokumentation festgehalten (siehe Abb. 6.17).

¹Das Tastverhältnis sei in diesem Fall definiert als das Verhältnis des großen Ellipsendurchmessers a zur Gitterkonstanten b (vgl. Abb 6.16).

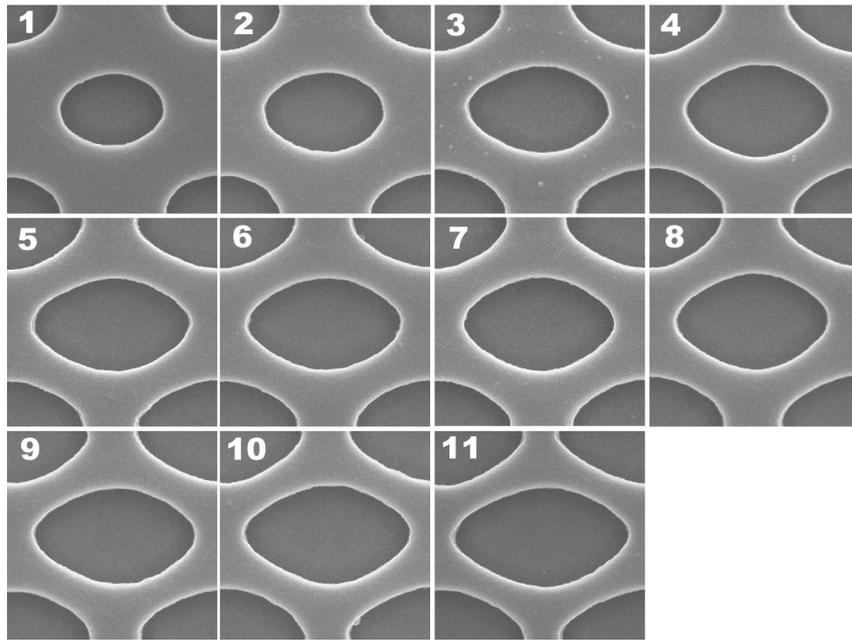


Abbildung 6.14: Ausschnitte aus den REM-Bildern der Probe 14. Von Feld 1 zu Feld 11 variiert die Energie zwischen 0.160 mJ und 0.240 mJ. Mit zunehmender Energie werden die Löcher größer und ändern ihre Form von Ellipsen hin zu Rauten.

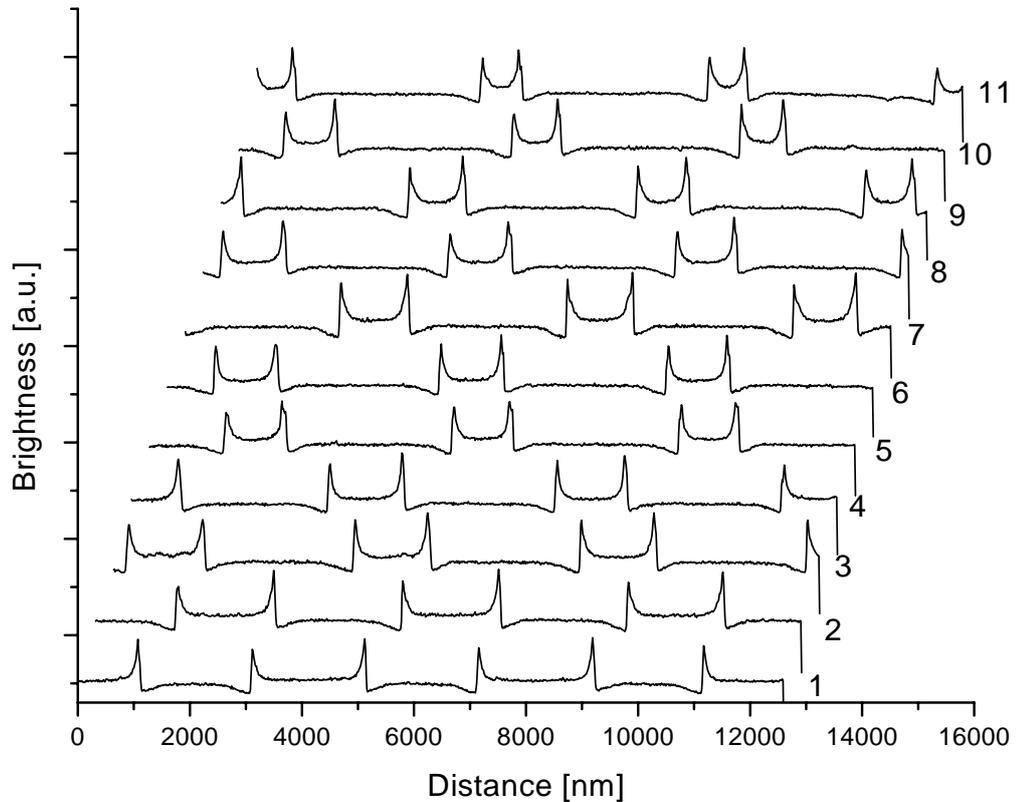


Abbildung 6.15: Horizontale Schnitte durch die REM-Aufnahmen der Felder 14.01 bis 14.11, jeweils durch das Zentrum der Löcher. Die hellen Bereiche entsprechen dem Fotolack, die dunklen den Löchern.

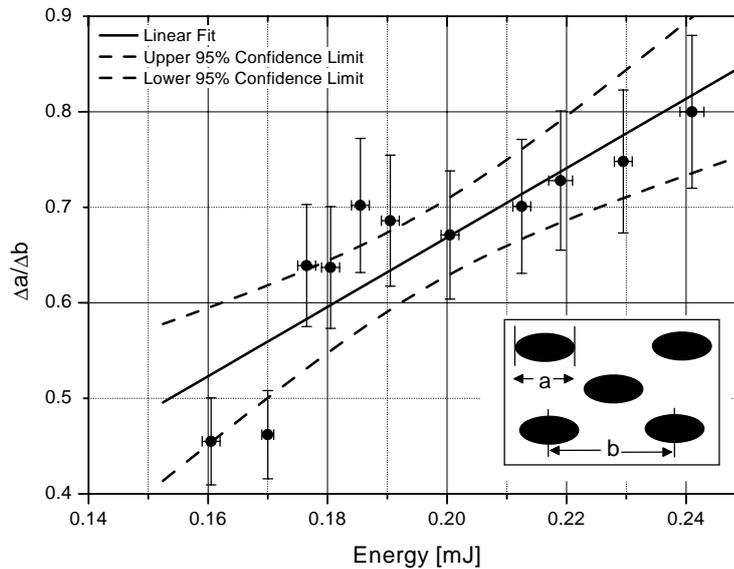


Abbildung 6.16: Tastverhältnis für das Punktmuster. Das Verhältnis von Ellipsendurchmesser a zur Gitterkonstanten b nimmt mit zunehmender Energie zu. Für die Ermittlung der Daten werden die REM-Aufnahmen von Probe 14 analysiert. Die Energiewerte können zwar miteinander verglichen werden. Aber die absolute Energieskala ist mit einem Fehler von 15 Prozent (vgl. Abschnitt 5.5) behaftet.

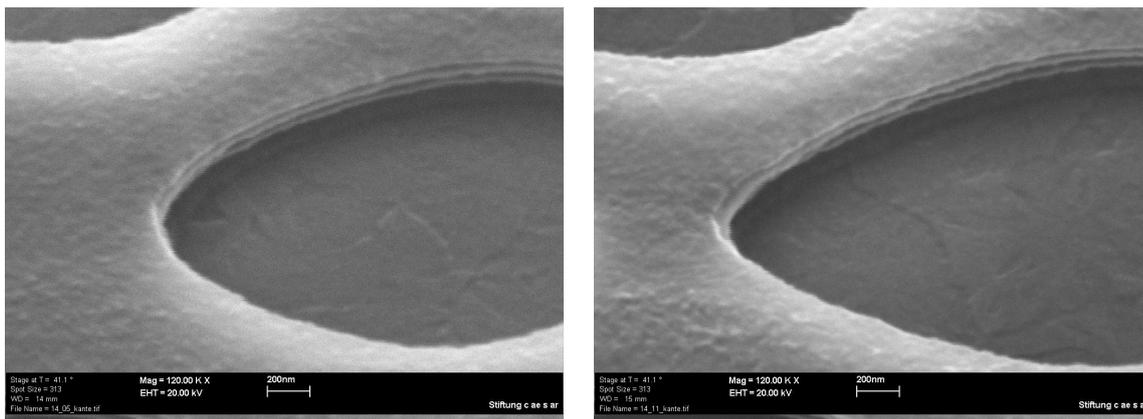


Abbildung 6.17: REM-Aufnahmen von Feld 14_05 (links) und Feld 14_11 (rechts) unter einem Kippwinkel von 40 Grad. Deutlich ist ein schwarzer Schatten am Boden der Löcher zu erkennen, was auf eine sehr steile Kante hindeutet.

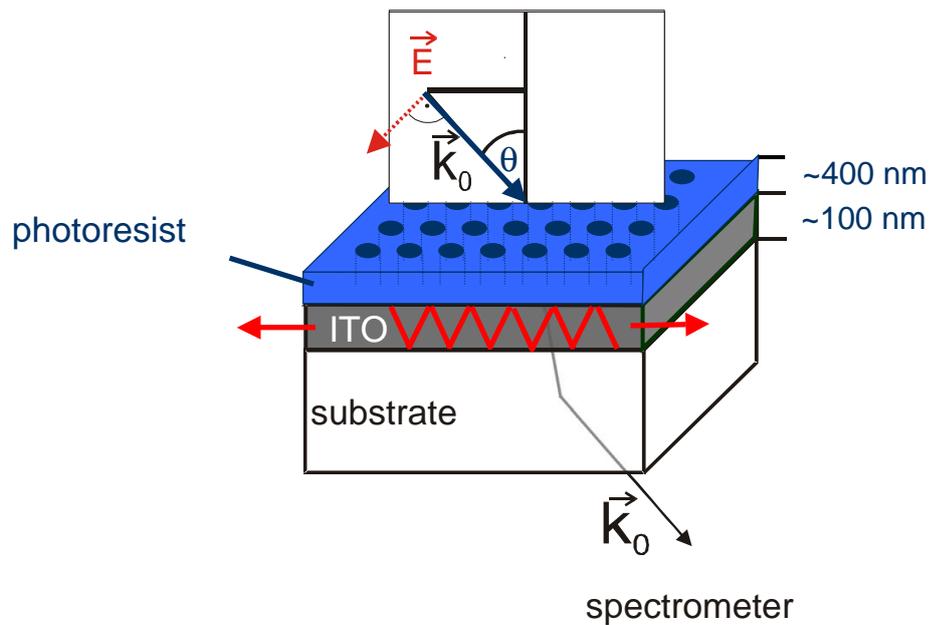


Abbildung 6.18: Experimentelle Anordnung zur Untersuchung der optischen Eigenschaften von Punktmusterproben, die auf einer ITO-Schicht aufgebracht sind. Die Probe wird bei senkrechtem Einfall des Lichts auf Absorption untersucht. Der Winkel θ wird durch drehen der Probe variiert. Dabei steht die Rotationsachse senkrecht zur Polarisation des Lichts.

6.5 Optische Eigenschaften

Obwohl es sich bei den bisher hergestellten Strukturen nur um Löcher in Fotolack handelt, kann man bereits photonische Kristalleigenschaften des Gesamtsystems *strukturierter Fotolack-Wellenleiter* erkennen. So kann die periodische Anordnung der Löcher auf dem Fotolack als Gitterkoppler, in die darunter liegende ITO-Schicht dienen, wenn auch nicht sehr effizient. Die Probe wird senkrecht in einen kollimierten Weißlichtstrahl gefahren und auf Absorption untersucht (siehe Abb. 6.18). Da die Periodizität der Löcher in den hergestellten Punktmustern in der Größenordnung von mehreren Mikrometern liegt, und das zur Verfügung stehende Spektrometer bis zu einer Wellenlänge von 1000 nm misst, können nur Effekte höherer Ordnung beobachtet werden. In Abb. 6.19 ist die Absorption in Abhängigkeit der Wellenlänge aufgetragen. Die Lage der Absorptionsmaxima entspricht vermutlich der fünften und sechsten Ordnung (800 nm und 670 nm) des Wellenleiters, da das Licht eine Gitterperiode von $4.0 \mu\text{m}$ wahrnimmt (vgl. Abschnitt 6.4). Eine Variation des Winkels führt zu einer Verschiebung der Absorptionsmaxima hin zu kürzeren Wellenlängen. Die Lage der Wellenleitermoden muss in Zukunft zwar noch weiter untersucht werden, allerdings kann man bereits mit bloßem Auge sehen, wie ein Teil des Licht an den Seiten der Probe austritt, wenn man ein Feld in den Lichtstrahl fährt. Die Tatsache, dass eine solche Kopplung in den Wellenleiter möglich ist, ist ein Zeichen für die Gleichmäßigkeit der hergestellten Struktur.

6.6 Lösungsvorschläge

Bei der Herstellung der ersten Proben mit dem Interferenzlithografie-Aufbau sind einige Ideen zur Verbesserung des experimentellen Aufbaus entstanden, die noch nicht umgesetzt werden konnten.

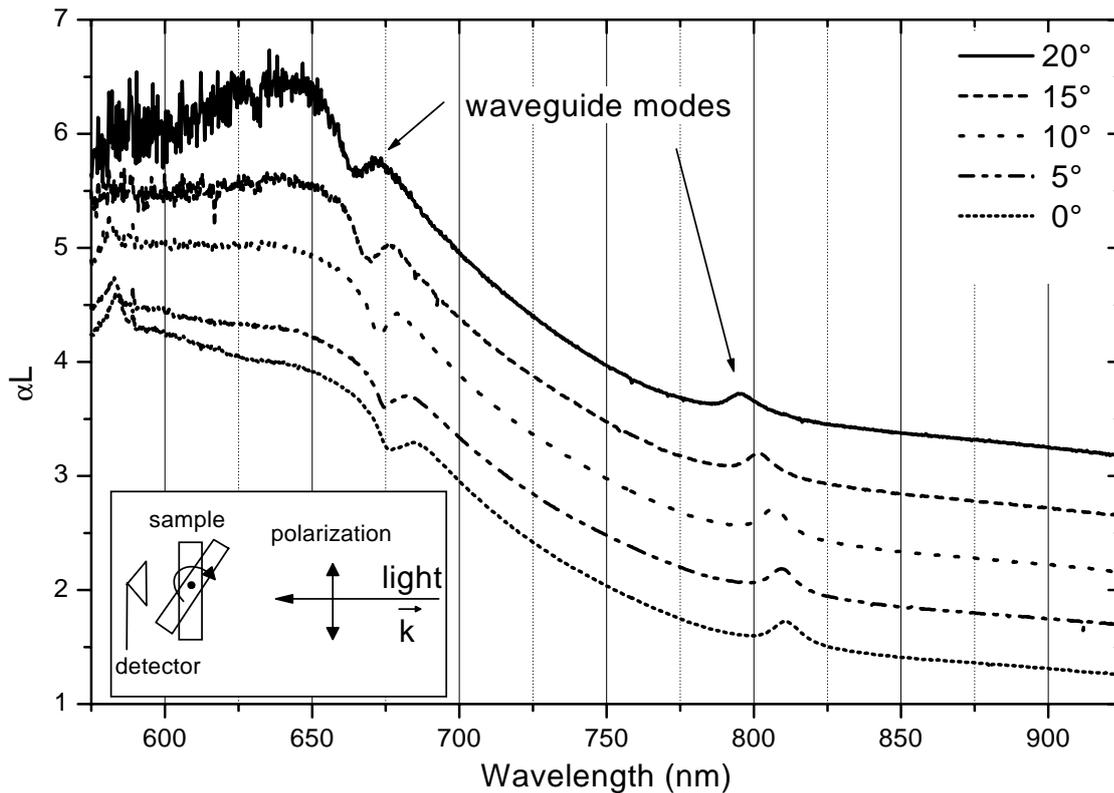


Abbildung 6.19: Absorption einer Punktmusterprobe mit ITO-Schicht: Die Zunahme der Absorption in den beiden Scheitelpunkten ist auf den Verlust durch Einkopplung des Lichts in den ITO-Wellenleiter zurückzuführen. Die Rotationsachse der Probe steht senkrecht zur Polarisation des Lichts. Die quadratische Gitterstruktur ist bezüglich der optischen Achse um 45 Grad gedreht, so dass das Licht eine Gitterperiode $b \approx 4.0 \mu\text{m}$ (vgl. Abschnitt 6.4) wahrnimmt.

Interferenzringe

So tauchen bei manchen Belichtungsserien Interferenzringe auf, bei anderen jedoch nicht. Die Ursache ist weiterhin unklar. Zunächst wird einer der Graufilter verdächtigt, welcher zur Abschwächung der Energiedosis benutzt wird, doch das kann durch weitere Probenherstellung ohne diesen Filter ausgeschlossen werden. Eine mögliche Hilfe bei der Optimierung der hergestellten Proben könnte eine konstante Überwachung der Interferenzmuster sein. Eine Idee zur technischen Realisierung dieser Überwachung, ist das Anbringen eines Schirmes (z. B. eine dünne Schicht fluoreszierenden Materials) an der Stelle, wo sonst die Substrate eingespannt werden. Das Bild dieses Schirmes könnte dann mit einem guten Mikroskopobjektiv und einer CCD-Kamera auf einen Monitor übertragen werden. Auf diese Weise hätte man die Möglichkeit, verschiedene Komponenten zu bewegen oder auszutauschen und könnte gleichzeitig das Interferenzmuster beobachten. Auf diese Weise ließe sich vielleicht auch klären, warum die Kreise zu Ellipsen werden. Bisher fehlt es an Möglichkeiten zur systematischen Fehlersuche, insbesondere da die Anzahl der vorhandenen belackten Substrate begrenzt ist.

Strahlaufweitung und Bereinigung

Ein weiterer Vorschlag zur Herstellung gleichmäßiger Muster ist die Aufweitung des Strahls. Zwar würde dies eine Reihe neuer optischer Komponenten verlangen (die Linsen benötigten einen größeren Durchmesser), aber die Qualität der Proben könnte nicht nur verbessert, sondern auch die belichteten Felder könnten vergrößert werden. Die Qualität der Proben

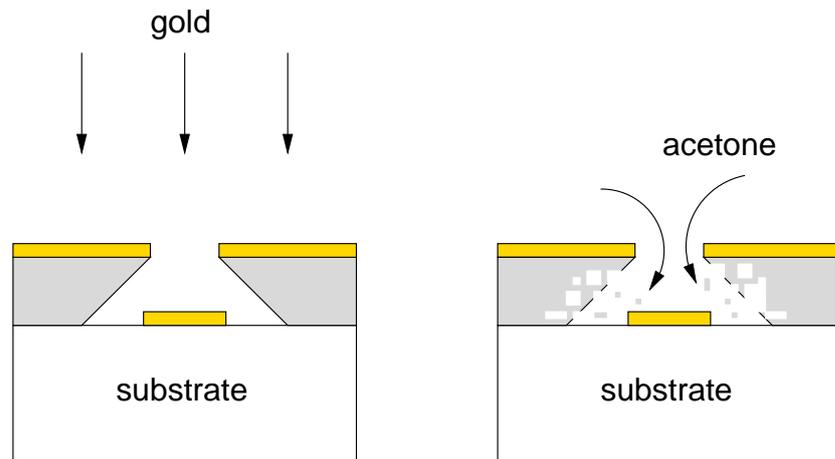


Abbildung 6.20: Bedampft man die entwickelten Fotolackproben mit einer 20 nm dicken Goldschicht (linke Skizze), so setzt sich das Gold sowohl in die Löcher als auch auf die Lackoberfläche. Ein anschließender Ätzprozess mit Aceton könnte die dann überflüssige Lackschicht entfernen (rechte Skizze).

ließe sich insofern verbessern, als dass man bei einer größeren Fläche durch eine Blende direkt auf dem Substrat den äußeren Rand der Muster ausblenden könnte. So könnte man das Muster nur auf den Bereich beschränken, wo die Löcher alle die gleiche Größe haben. Zusätzlich könnte man durch Einbau von Lochblenden in den Strahlengang das Strahlprofil bereinigen und eventuell auf diese Weise die Elliptizität der Löcher vermeiden.

Güte der hergestellten Proben

Die Güte der hergestellten Gitter ließe sich durch das Verwenden der Proben als Beugungsgitter klassifizieren. Je nachdem wie gleichmäßig und groß die belichtete Fläche ist, werden die verschiedenen Beugungsordnungen unterschiedlich intensiv gebeugt. Hierzu müsste ein quantitatives und reproduzierbares Verfahren entwickelt werden.

6.7 Ausblick

Diese Arbeit wurde mit dem Fernziel verfolgt, metallische photonische Kristalle zu erzeugen. Bis zur Realisierung dieser metallischen photonischen Kristalle müssen noch folgende Schritte durchgeführt werden:

Bedampfung

Die Idee zur Herstellung metallischer photonischer Kristalle sieht vor, die Fotolackproben mit Gold zu bedampfen und anschließend einen Ablöseprozess („Lift-off“) durchzuführen (vgl. Abb. 6.20). Die hergestellten Fotolackproben verfügen zwar über erstaunlich steile Kanten, doch in keinem Fall über einen so genannten Unterschnitt (vgl. Abb. 6.21). Ein Unterschnitt ist aber Voraussetzung für einen erfolgreichen Ablöseprozess, da sonst die Gefahr besteht, dass ganze Goldpunkte mit heruntergerissen werden, weil sie über die Kanten der Löcher mit der Goldschicht auf der Oberseite des Lacks verbunden wären. Ein Unterschnitt lässt sich realisieren, indem man beispielsweise zwei verschiedene Lackschichten auf die Substrate aufträgt (vgl. Abb. 6.22). Dabei ist die eine Lackschicht etwas leichter im Entwicklerbad löslich als die andere. Auf diese Weise entstünden beim Aufdampfprozess kleine, voneinander getrennte Goldinseln. Voraussetzung hierfür ist ein gerichteter Aufdampfprozess, nicht geeignet ist z. B. eine einfache Spritzanlage (*spatter*-Anlage).

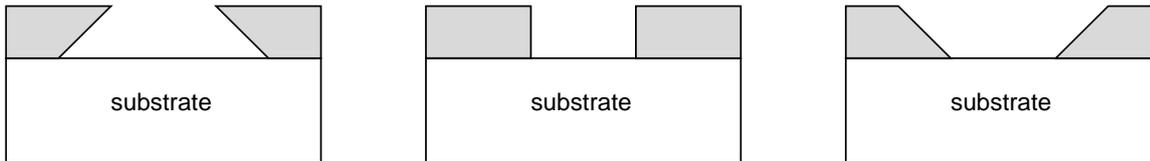


Abbildung 6.21: Die Kanten einer Struktur können sehr unterschiedlich aussehen. Stehen die oberen Schichten über den unteren Schichten (links), so spricht man von einem Unterschnitt.

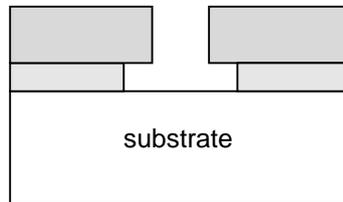


Abbildung 6.22: Bei einem System aus zwei Lacken kann ein Unterschnitt dadurch produziert werden, dass der untere Lack bei der Entwicklung löslicher ist als der obere.

Ionenstrahlbehandlung

Eine weitere Möglichkeit, das Unterschnittproblem zu umgehen, ist die Verwendung von negativem Fotolack (z. B. SU-8). Hiermit kann die inverse Struktur zum Punktmuster, nämlich Lackpunkte im Gegensatz zu Löchern im Lack, hergestellt werden. Ist das Substrat vor dem Belacken mit einer 20nm dicken Goldschicht versehen worden, so kann nun das Gold durch eine Ionenstrahlbehandlung der Probe weggeätzt werden und übrig bleiben nur die Lackinseln mit ihrer Goldunterlage. Der restliche Fotolack kann mit einem anschließenden Bad, z. B. in Aceton, entfernt werden. Erste Versuche mit positivem Lack auf Gold haben jedoch gezeigt, dass der Lack nicht sehr gut auf dem Gold haftet. In Zukunft bietet es sich an, einen so genannten Haftvermittler zwischen Lack und Gold aufzubringen oder es muss noch einmal gezielt darauf geachtet werden, dass vor dem Belacken der Goldsubstrate alle Wassermoleküle auf der Goldschicht entfernt werden (z. B. mit Flusssäure).

3D-Strukturen

Ohne großen Aufwand kann der Lithografieaufbau genutzt werden, um dreidimensionale Strukturen in Fotolack herzustellen (anstelle von zweidimensionalen). Dabei ist es sinnvoll, mit einem Fotolack zu arbeiten, der für dicke Schichten (25 bis $50\mu\text{m}$) geeignet ist, wie beispielsweise der Negativlack SU-8. Erfolgreiche Ansätze für dreidimensionale Strukturen durch Interferenzlithografie sind bereits in der Literatur zu finden [SCD⁺02, MMB⁺]. Hierzu werden größere Winkel als die zur Zeit zur Verfügung stehenden benötigt. Dies könnte z. B. durch das Aufbringen eines Prismas auf die Probe ermöglicht werden [MMK⁺02]. Ebenso müsste im Falle einer fcc-Struktur ein anderer Strahlteiler genutzt werden, um der hexagonalen Symmetrie gerecht zu werden. Der Vorteil des bereits verwendeten Lasersystems ist, dass es das Belichten durch Zweiphotonenabsorption ermöglicht, was für die Herstellung dreidimensionaler Strukturen von Nutzen sein kann.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Gegenstand dieser Arbeit war der Aufbau einer Interferenzlithografieanlage zur Herstellung photonischer Kristalle. Die Periodizität von Interferenzmustern und die Tatsache, dass sie in der Größenordnung der Wellenlänge von Licht variieren, erlauben eine Anwendung der Interferenzlithografie zur Herstellung von Strukturen mit variierendem Brechungsindex in dieser Größenordnung, also photonischen Kristallen. Dies geschieht durch Belichtung und Entwicklung dünner Fotolackschichten. Es wurden ein Simulationsprogramm geschrieben, der Aufbau realisiert und zahlreiche experimentellen Ergebnisse gewonnen:

- Ein Lasersystem aus Pumplaser und Femtosekundenlaser wurde aufgebaut, das mit Hilfe eines Barium-Borat-Kristalls auf 400 nm Ausgangswellenlänge frequenzverdoppelt wurde. Ein holografischer Strahlteiler teilte den Laserstrahl in neun gleiche Strahlen auf. Durch Rekollimation überlagerten sich die Strahlen und bildeten, je nach Auswahl der Strahlen, unterschiedliche Interferenzmuster.
- Desweiteren wurde ein Simulationsprogramm entwickelt, das Interferenzmuster zu beliebigen Strahlkonfigurationen berechnet. Dies ermöglichte zum einen eine genaue Untersuchung der Einflüsse der verschiedenen Parameter wie Polarisierung, Strahlrichtung und -intensität auf die entstehenden Muster und zum anderen konnten bereits veröffentlichte Interferenzmuster verifiziert werden.
- Der Belichtungsprozess wurde hinsichtlich der Energiedosis für Muster und Substrat optimiert.
- Die hergestellten Proben zeichnen sich durch erstaunlich steile Kanten und konstante Gitterperioden aus.
- Es wurden Löcher auf einem quadratischen Gitter im Fotoresist hergestellt mit einer Gitterperiode von 2.8 Mikrometern. Für das Streifenmuster wurde eine Gitterperiode von 2.0 Mikrometern erreicht.
- Durch Variation der Energiedosis konnte gezielt das Tastverhältnis der Strukturen beeinflusst werden.
- Die Form der Löcher wurde untersucht und mögliche Ursachen für Abweichungen von der Simulation diskutiert.
- Es konnten bereits photonische Eigenschaften der Proben beobachtet werden. Eine Probe mit quadratisch angeordneten Löchern im Fotolack sorgte für die Kopplung von Licht in einen Wellenleiter.
- Durch das Simulationsprogramm wurden neue Muster entdeckt und experimentell realisiert. Verschiedene Fotolackproben wurden mit neuen Mustern hergestellt und mit den berechneten Simulationen verglichen. Es konnten gute Übereinstimmungen festgestellt werden.

In dem Lithografieaufbau steckt noch großes Potential, das in folgenden Arbeiten weiter ausgeschöpft werden sollte. So sind bei der Auswertung der Proben einige Ideen zur Optimierung des Aufbaus entstanden, wie beispielsweise die Strahlaufweitung und -bereinigung oder der Wechsel zu einem Zoom-Objektiv. Ganz neue Wege könnten sich ergeben durch Untersuchung der Proben mithilfe der Beugung eines Laserstrahls an den Lackstrukturen. In Zukunft kann der Aufbau einerseits genutzt werden, um zweidimensionale metallische photonische Kristalle herzustellen, die in Kooperation mit dem Max-Planck-Institut für Festkörperforschung (Stuttgart) auf ihre optischen Eigenschaften untersucht werden sollen, andererseits um dicke Fotolackschichten mit dreidimensionalen Interferenzmustern zu belichten und auf diese Weise dreidimensionale photonische Kristalle mit fcc-Struktur zu erzeugen.

Anhang A

Berechnung der Gitterperioden

A.1 Zweistrahlinterferenz

Es werden zwei ebene Wellen gleicher Phase betrachtet, die beide linear polarisiert sind. Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass beide Strahlen in der xz -Ebene liegen (siehe Abb. A.1). Die Intensität berechnet sich nach Abschnitt 3.1 folgendermaßen:

$$\begin{aligned} I(\vec{r}) &\propto \left(\sum_{i=1}^2 \vec{A}_i(\vec{r}) \cdot \sum_{i=1}^2 \vec{A}_i^*(\vec{r}) \right) \\ &= (e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} \vec{A}_1 + e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} \vec{A}_2) \cdot (e^{-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} \vec{A}_1 + e^{-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} \vec{A}_2) \\ &= [|\vec{A}_1|^2 + |\vec{A}_2|^2 + (e^{i(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r}} + e^{-i(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r}}) \vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2] \\ &= [|\vec{A}_1|^2 + |\vec{A}_2|^2 + 2 \cos((\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r}) \vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2] \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Gesucht wird der Abstand der Maxima des Intensitätsmusters in einer Schnittebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strahlen. Man kann das Problem noch weiter auf eine Dimension beschränken, indem man nur den Teil der Schnittebene betrachtet, der in der Ebene liegt, welche von den beiden Strahlen aufgespannt wird, sprich $y = 0$. An einem Maximum muss die Ableitung der Funktion eine Nullstelle besitzen:

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} \propto -2(k_2^z - k_1^z) \sin((k_2^z - k_1^z)z) \vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2 \stackrel{!}{=} 0. \quad (\text{A.2})$$

Die Ableitung $\frac{\partial I(z)}{\partial z}$ verschwindet, falls

- $\vec{A}_1 \perp \vec{A}_2$, d.h. Polarisation steht senkrecht zueinander, keine Interferenz, $I(\vec{r}) = \text{const}$,
- $k_1^z = k_2^z \Leftrightarrow \vec{k}_1 \parallel \vec{k}_2$, da $|\vec{k}_1| = |\vec{k}_2|$, die Strahlen sind identisch; sie addieren sich, aber es ergibt sich kein Muster, $I(\vec{r}) = \text{const}$,
- $(k_2^z - k_1^z)z = n\pi$, mit $n \in \mathbb{N}$.

Nur der dritte Fall entspricht also tatsächlich dem gesuchten Interferenzmuster. Es gilt

$$\begin{aligned} (k_2^z - k_1^z)z &= 2 \sin(\alpha) |\vec{k}_2| z = 4 \sin(\alpha) \frac{\pi}{\lambda} \stackrel{!}{=} n\pi \\ \Rightarrow z &= \frac{\lambda}{4 \sin \alpha} =: z_n. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Für diese z_n ist $\frac{\partial I(z)}{\partial z} = 0$, d.h. sie entsprechen kritischen Punkten. Da aber bekannt ist, dass der Sinus in jedem zweiten kritischen Punkt ein Maximum besitzt, kann die Betrachtung der

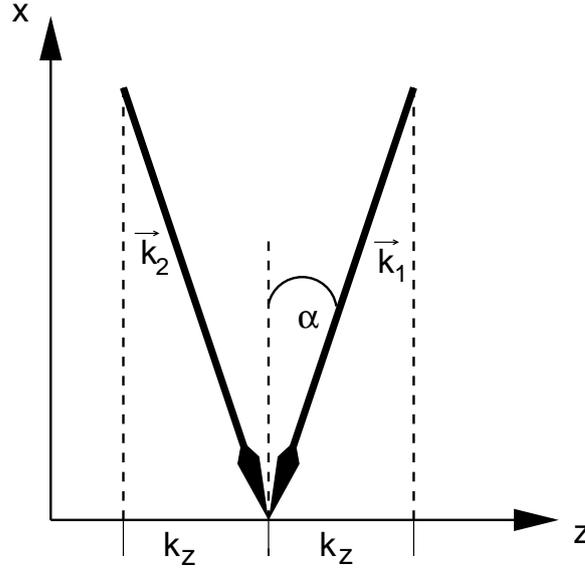


Abbildung A.1: Interferenz zweier Strahlen: Der Winkel zwischen den beiden Wellenvektoren betrage 2α , beide Vektoren liegen in der xz -Ebene und haben die gleiche Länge.

zweiten Ableitung entfallen. Jedes zweite z_n entspricht also einem Maximum, die anderen einem Minimum. Für die Periodizität Λ des Musters folgt demnach:

$$\Lambda = z_{n+2} - z_n = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}. \quad (\text{A.4})$$

A.2 Vierstrahlinterferenz

Analog zum vorherigen Abschnitt werden nun vier Strahlen betrachtet, welche keinerlei Phasendifferenz zueinander besitzen und welche symmetrisch zur optischen Achse liegen (vgl. Abb. A.2). Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass die optische Achse in x -Richtung zeigt. In Abb. A.3 ist eine Projektion in die yz -Ebene dargestellt.

Für die Intensität $I(\vec{r})$ gilt

$$\begin{aligned} I(\vec{r}) &\propto \frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^4 \vec{A}_i(\vec{r}) \cdot \sum_{i=1}^4 \vec{A}_i^*(\vec{r}) \right) \\ &= (e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} \vec{A}_1 + e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} \vec{A}_2 + e^{i\vec{k}_3 \cdot \vec{r}} \vec{A}_3 + e^{i\vec{k}_4 \cdot \vec{r}} \vec{A}_4) \\ &\quad \cdot (e^{-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} \vec{A}_1 + e^{-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} \vec{A}_2 + e^{-i\vec{k}_3 \cdot \vec{r}} \vec{A}_3 + e^{-i\vec{k}_4 \cdot \vec{r}} \vec{A}_4) \\ &= \vec{A}_1^2 + \vec{A}_2^2 + \vec{A}_3^2 + \vec{A}_4^2 \\ &\quad + [e^{i(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}} + (e^{-i(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}})] \vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2 + [e^{i(\vec{k}_1 - \vec{k}_3) \cdot \vec{r}} + (e^{-i(\vec{k}_1 - \vec{k}_3) \cdot \vec{r}})] \vec{A}_1 \cdot \vec{A}_3 \\ &\quad + [e^{i(\vec{k}_1 - \vec{k}_4) \cdot \vec{r}} + (e^{-i(\vec{k}_1 - \vec{k}_4) \cdot \vec{r}})] \vec{A}_1 \cdot \vec{A}_4 + [e^{i(\vec{k}_2 - \vec{k}_3) \cdot \vec{r}} + (e^{-i(\vec{k}_2 - \vec{k}_3) \cdot \vec{r}})] \vec{A}_2 \cdot \vec{A}_3 \\ &\quad + [e^{i(\vec{k}_2 - \vec{k}_4) \cdot \vec{r}} + (e^{-i(\vec{k}_2 - \vec{k}_4) \cdot \vec{r}})] \vec{A}_2 \cdot \vec{A}_4 + [e^{i(\vec{k}_3 - \vec{k}_4) \cdot \vec{r}} + (e^{-i(\vec{k}_3 - \vec{k}_4) \cdot \vec{r}})] \vec{A}_3 \cdot \vec{A}_4 \\ &= \sum_{i=1}^4 \vec{A}_i^2 + 2 \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}) \vec{A}_1 \vec{A}_2 + 2 \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_3) \cdot \vec{r}) \vec{A}_1 \vec{A}_3 \\ &\quad + 2 \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_4) \cdot \vec{r}) \vec{A}_1 \vec{A}_4 + 2 \cos((\vec{k}_2 - \vec{k}_3) \cdot \vec{r}) \vec{A}_2 \vec{A}_3 \\ &\quad + 2 \cos((\vec{k}_2 - \vec{k}_4) \cdot \vec{r}) \vec{A}_2 \vec{A}_4 + 2 \cos((\vec{k}_3 - \vec{k}_4) \cdot \vec{r}) \vec{A}_3 \vec{A}_4. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Entscheidend ist auch hier die Einschränkung des betrachteten Bereichs auf eine Ebene senkrecht zur optischen Achse des Systems, beispielsweise die yz -Ebene ($x = 0$). Die Annahme

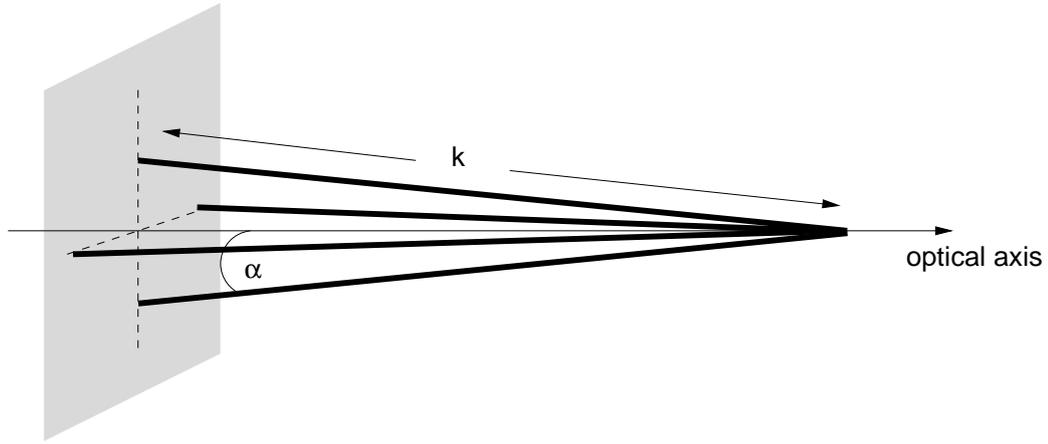


Abbildung A.2: Interferenz von vier Strahlen: Dargestellt sind die Wellenvektoren der vier Strahlen. Sie sind symmetrisch um die optische Achse des Systems angeordnet und der Winkel jedes Wellenvektors zur optischen Achse ist α . Jeder Wellenvektor hat die gleiche Länge k .

$y = 0$ schränkt das Problem weiter auf die Variation der Intensität entlang der z -Achse ein. Auf diese Weise vereinfacht sich das Problem zu

$$\begin{aligned} \frac{\partial I(z)}{\partial z} \propto & (k_1^z - k_2^z) 2 \sin((k_1^z - k_2^z)z) \vec{A}_1 \vec{A}_2 + (k_1^z - k_3^z) 2 \sin((k_1^z - k_3^z)z) \vec{A}_1 \vec{A}_3 \\ & + (k_1^z - k_4^z) 2 \sin((k_1^z - k_4^z)z) \vec{A}_1 \vec{A}_4 + (k_2^z - k_3^z) 2 \sin((k_2^z - k_3^z)z) \vec{A}_2 \vec{A}_3 \\ & + (k_2^z - k_4^z) 2 \sin((k_2^z - k_4^z)z) \vec{A}_2 \vec{A}_4 + (k_3^z - k_4^z) 2 \sin((k_3^z - k_4^z)z) \vec{A}_3 \vec{A}_4 \stackrel{!}{=} 0. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Betrachtet man nun den Spezialfall, wie er in Abb. A.3 dargestellt ist, so gilt für die Wellenvektoren

$$\begin{aligned} \vec{k}_1 &= (k \cos \alpha, a, -a), \\ \vec{k}_2 &= (k \cos \alpha, a, a), \\ \vec{k}_3 &= (k \cos \alpha, -a, a), \\ \vec{k}_4 &= (k \cos \alpha, -a, -a), \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

wobei hier $a = (k \sin \alpha) / \sqrt{2}$. Mit A.7 folgt für die Ableitung

$$\begin{aligned} \frac{\partial I(z)}{\partial z} \propto & (-a - a) 2 \sin((-a - a)z) \vec{A}_1 \vec{A}_2 + (-a - a) 2 \sin((-a - a)z) \vec{A}_1 \vec{A}_3 \\ & + (-a + a) 2 \sin((-a + a)z) \vec{A}_1 \vec{A}_4 + (a - a) 2 \sin((a - a)z) \vec{A}_2 \vec{A}_3 \\ & + (a + a) 2 \sin((a + a)z) \vec{A}_2 \vec{A}_4 + (a + a) 2 \sin((a + a)z) \vec{A}_3 \vec{A}_4 \\ = & -4a \sin(-2az) \vec{A}_1 \vec{A}_2 - 4a \sin(-2az) \vec{A}_1 \vec{A}_3 \\ & + 4a \sin(2az) \vec{A}_2 \vec{A}_4 + 4a \sin(2az) \vec{A}_3 \vec{A}_4 \stackrel{!}{=} 0. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Die Polarisation der vier Strahlen wird so gewählt, dass die Projektionen der Amplitudenvektoren in die yz -Ebene einen Winkel $\theta = 0^\circ$ zur z -Achse haben. Außerdem sei der Betrag aller Amplitudenvektoren $|\vec{A}_i| = A$. Mit Gl. 3.6 (auf Seite 15) folgt für die Amplitudenvek-

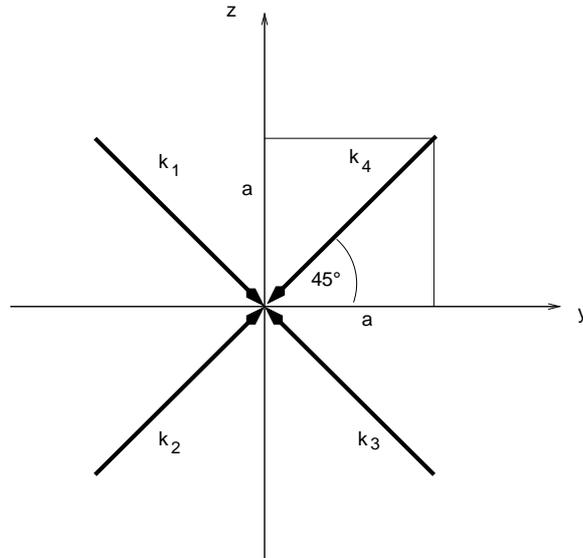


Abbildung A.3: Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass die optische Achse aus Abb. A.2 in x -Richtung zeigt und die Projektion der vier Strahlen in der yz -Ebene liegen, jeweils mit einem Winkel von 45° zu den Achsen.

toren der vier Strahlen

$$\begin{aligned}
 \vec{A}_1 &= \frac{A_i}{\kappa} \left(-\frac{\vec{A}_i^{yz} \cdot \vec{K}_i}{\vec{e}_x \cdot \vec{K}_i} \vec{e}_x + \vec{A}_i^{yz} \right) \\
 &= \frac{A}{\kappa} \left(-\frac{\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} k \cos \alpha \\ a \\ -a \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} k \cos \alpha \\ a \\ -a \end{pmatrix}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right) \\
 &= \frac{A}{\sqrt{\frac{a^2}{k^2 \cos^2 \alpha} + 1}} \begin{pmatrix} -\frac{a}{k \cos \alpha} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \\
 \vec{A}_2 &= \frac{A}{\sqrt{\frac{a^2}{k^2 \cos^2 \alpha} + 1}} \begin{pmatrix} \frac{a}{k \cos \alpha} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \\
 \vec{A}_3 &= \frac{A}{\sqrt{\frac{a^2}{k^2 \cos^2 \alpha} + 1}} \begin{pmatrix} \frac{a}{k \cos \alpha} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \vec{A}_2, \\
 \vec{A}_4 &= \frac{A}{\sqrt{\frac{a^2}{k^2 \cos^2 \alpha} + 1}} \begin{pmatrix} -\frac{a}{k \cos \alpha} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \vec{A}_1.
 \end{aligned}$$

Für die Skalarprodukte folgt

$$\vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2 = \vec{A}_1 \cdot \vec{A}_3 = \vec{A}_2 \cdot \vec{A}_4 = \vec{A}_3 \cdot \vec{A}_4 = \frac{A^2}{\frac{a^2}{k^2 \cos^2 \alpha} + 1} \left(1 - \frac{a^2}{k^2 \cos^2 \alpha} \right) \quad (\text{A.9})$$

Setzt man A.9 in A.8 ein, vereinfacht sich der Ausdruck für die Ableitung zu

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} \propto \frac{16A^2}{\frac{a^2}{k^2 \cos^2 \alpha} + 1} \left(1 - \frac{a^2}{k^2 \cos^2 \alpha} \right) \sin(2az) \stackrel{!}{=} 0. \quad (\text{A.10})$$

Die Faktoren vor dem Sinus sind konstant und in der Regel ungleich Null. Der Gesamtausdruck ist nur dann Null, wenn $2az = n\pi$. D.h. für alle z_n

$$z_n = \frac{n\pi}{2a} = \frac{n\pi\sqrt{2}}{2k \sin \alpha} = \frac{n\lambda}{2\sqrt{2} \sin \alpha} \quad (\text{A.11})$$

ist $\frac{\partial I(z)}{\partial z} = 0$. Jedoch entspricht, wie bei der Zweistrahlinterdferenz, nur jede zweite Nullstelle einem Minimum, die anderen einem Maximum. Deshalb folgt für die Periodizität Λ

$$\Lambda = z_{n+2} - z_n = \frac{\lambda}{\sqrt{2} \sin \alpha}. \quad (\text{A.12})$$

Anhang B

Herstellungsparmeter

In den folgenden Tabellen sind alle Proben mit den zugehörigen Herstellungsparmetern aufgelistet.

Probe	Strahlen	Substrat	E_{\min} [mJ]	E_{\max} [mJ]	Ergebnis
1.01	2,6	Q	0.600	0.600	4
2.01	2,6	Q	0.600	0.720	4
2.02	2,6	Q	0.450	0.540	4
2.03	2,6	Q	0.300	0.360	4
2.04	2,6	Q	0.150	0.180	4
3.01	2,6	Q	0.096	0.096	2
3.02	2,6	Q	0.064	0.064	1
3.03	2,6	Q	0.043	0.043	1
3.04	2,6	Q	0.008	0.008	1
5.01	2,6	Q	0.050	0.053	1
5.02	2,6	Q	0.058	0.061	1
5.03	2,6	Q	0.066	0.069	1
5.04	2,6	Q	0.073	0.077	1
5.05	2,6	Q	0.081	0.085	1
5.06	2,6	Q	0.089	0.093	1
5.07	2,6	Q	0.095	0.100	2
5.08	2,6	Q	0.103	0.108	2
5.09	2,6	Q	0.111	0.116	2
5.10	2,6	Q	0.119	0.125	3
5.11	2,6	Q	0.126	0.132	4
6.01	2,6	Q	0.103	0.108	3
6.02	2,6	Q	0.106	0.112	3
6.03	2,6	Q	0.109	0.115	3
6.04	2,6	Q	0.111	0.117	3
6.05	2,6	Q	0.114	0.120	3
6.06	2,6	Q	0.116	0.122	3
6.07	2,6	Q	0.118	0.124	3
6.08	2,6	Q	0.120	0.126	3
6.09	2,6	Q	0.122	0.128	3
6.10	2,6	Q	0.124	0.131	3
6.11	2,6	Q	0.126	0.133	3

Probe	Strahlen	Substrat	E_{\min} [mJ]	E_{\max} [mJ]	Ergebnis
7.01	2,4,6,8	Q	0.071	0.079	1
7.02	2,4,6,8	Q	0.091	0.101	1
7.03	2,4,6,8	Q	0.101	0.113	1
7.04	2,4,6,8	Q	0.113	0.125	1
7.05	2,4,6,8	Q	0.122	0.136	2
7.06	2,4,6,8	Q	0.131	0.146	2
7.07	2,4,6,8	Q	0.142	0.158	2
7.08	2,4,6,8	Q	0.154	0.172	3
7.09	2,4,6,8	Q	0.173	0.193	3
7.10	2,4,6,8	Q	0.203	0.226	4
7.11	2,4,6,8	Q	0.284	0.316	4
8.01	2,4,6,8	Q	0.116	0.128	1
8.02	2,4,6,8	Q	0.121	0.133	1
8.03	2,4,6,8	Q	0.126	0.139	1
8.04	2,4,6,8	Q	0.132	0.145	1
8.05	2,4,6,8	Q	0.138	0.152	1
8.06	2,4,6,8	Q	0.145	0.160	1
8.07	2,4,6,8	Q	0.149	0.164	1
8.08	2,4,6,8	Q	0.153	0.168	1
8.09	2,4,6,8	Q	0.157	0.173	2
8.10	2,4,6,8	Q	0.161	0.178	3
8.11	2,4,6,8	Q	0.166	0.183	3
12.01	2,4,6,8	Q	0.152	0.152	1
12.02	2,4,6,8	Q	0.161	0.161	1
12.03	2,4,6,8	Q	0.171	0.171	1
12.04	2,4,6,8	Q	0.176	0.176	3
12.05	2,4,6,8	Q	0.185	0.185	4
12.06	2,4,6,8	Q	0.195	0.195	4
12.07	2,4,6,8	Q	0.206	0.206	4
12.08	2,4,6,8	Q	0.214	0.214	4
12.09	2,4,6,8	Q	0.222	0.222	4

Tabelle B.1: Die Strahlbezeichnungen erfolgen nach Abschnitt 5.1. Substrat: Q = Quarz, I = ITO (150 nm) auf Glas, F = weißes Floatglass, IQ = ITO (150 nm) auf Quarz und QG = 20 nm Gold auf Quarz. Ergebnis: 1=unterbelichtet, 2=fast optimal belichtet, 3=optimal belichtet, 4=überbelichtet (vgl. Abschnitt 6.1).

Probe	Strahlen	Substrat	E_{\min} [mJ]	E_{\max} [mJ]	Ergebnis
12.10	2,4,6,8	Q	0.232	0.232	4
12.11	2,4,6,8	Q	0.242	0.242	4
13.01	2,4,6,8	Q	0.157	0.161	1
13.02	2,4,6,8	Q	0.159	0.163	2
13.03	2,4,6,8	Q	0.161	0.165	3
13.04	2,4,6,8	Q	0.163	0.167	3
13.05	2,4,6,8	Q	0.166	0.169	3
13.06	2,4,6,8	Q	0.168	0.172	3
13.07	2,4,6,8	Q	0.170	0.174	3
13.08	2,4,6,8	Q	0.173	0.176	3
13.09	2,4,6,8	Q	0.175	0.179	3
13.10	2,4,6,8	Q	0.177	0.181	4
13.11	2,4,6,8	Q	0.180	0.184	4
14.01	2,4,6,8	I	0.159	0.162	3
14.02	2,4,6,8	I	0.169	0.171	3
14.03	2,4,6,8	I	0.175	0.178	3
14.04	2,4,6,8	I	0.179	0.182	3
14.05	2,4,6,8	I	0.184	0.187	3
14.06	2,4,6,8	I	0.189	0.192	3
14.07	2,4,6,8	I	0.199	0.202	3
14.08	2,4,6,8	I	0.211	0.214	3
14.09	2,4,6,8	I	0.217	0.221	3
14.10	2,4,6,8	I	0.228	0.231	3
14.11	2,4,6,8	I	0.239	0.243	3
15.01	2,4,6,8	I	0.145	0.147	1
15.02	2,4,6,8	I	0.166	0.169	2
15.03	2,4,6,8	I	0.175	0.177	2
15.04	2,4,6,8	I	0.187	0.190	2
15.05	2,4,6,8	I	0.198	0.201	3
15.06	2,4,6,8	I	0.210	0.213	3
15.07	2,4,6,8	I	0.229	0.230	3
15.08	2,4,6,8	I	0.245	0.246	4
15.09	2,4,6,8	I	0.251	0.252	4
15.10	2,4,6,8	I	0.257	0.259	4
15.11	2,4,6,8	I	0.294	0.296	4
16.01	2,4,6,8	I	0.126	0.126	1
16.02	2,4,6,8	I	0.126	0.126	1
16.03	2,4,6,8	I	0.126	0.126	1
16.04	2,4,6,8	I	0.126	0.126	1
16.05	2,4,6,8	I	0.126	0.126	1
16.06	2,4,6,8	I	0.126	0.126	1
16.07	2,4,6,8	I	0.250	0.250	3
16.08	2,4,6,8	I	0.250	0.250	3
16.09	2,4,6,8	I	0.250	0.250	3
16.10	2,4,6,8	I	0.250	0.250	3
16.11	2,4,6,8	I	0.250	0.250	3
17.01	2,4,6,8	I	0.227	0.231	/
17.02	2,4,6,8	I	0.230	0.234	/
17.03	2,4,6,8	I	0.234	0.237	/
17.04	2,4,6,8	I	0.237	0.241	/
17.05	2,4,6,8	I	0.248	0.252	/
17.06	2,4,6,8	I	0.252	0.256	/
17.07	2,4,6,8	I	0.256	0.260	/
17.08	2,4,6,8	I	0.260	0.264	/
17.09	2,4,6,8	I	0.264	0.269	/
17.10	2,4,6,8	I	0.269	0.273	/
17.11	2,4,6,8	I	0.273	0.278	/
18.01	2,4,6,8	I	0.164	0.167	1
18.02	2,4,6,8	I	0.164	0.167	1
18.03	2,4,6,8	I	0.166	0.169	1
18.04	2,4,6,8	I	0.168	0.171	1
18.05	2,4,6,8	I	0.170	0.173	1
18.06	2,4,6,8	I	0.172	0.174	1
19.01	1 bis 8	F	0.156	0.158	1
19.02	1 bis 8	F	0.160	0.162	1
19.03	1 bis 8	F	0.165	0.166	1
19.04	1 bis 8	F	0.169	0.171	1
19.05	1 bis 8	F	0.174	0.176	2
19.06	1 bis 8	F	0.179	0.181	2
19.07	1 bis 8	F	0.185	0.187	2
19.08	1 bis 8	F	0.193	0.196	2
19.09	1 bis 8	F	0.203	0.205	2
19.10	1 bis 8	F	0.214	0.216	2
19.11	1 bis 8	F	0.234	0.237	2
20.01	2,6,7	F	0.141	0.143	2
20.02	2,6,7	F	0.153	0.155	2
20.03	2,6,7	F	0.158	0.160	2
20.04	2,6,7	F	0.163	0.165	3
20.05	2,6,7	F	0.171	0.173	3
20.06	2,6,7	F	0.177	0.179	3
20.07	2,6,7	F	0.184	0.186	3
20.08	2,6,7	F	0.193	0.196	3
20.09	2,6,7	F	0.201	0.204	3
20.10	2,6,7	F	0.210	0.213	3
20.11	2,6,7	F	0.219	0.222	3
21.01	1,2,3,6	F	0.166	0.166	2
21.02	1,2,3,6	F	0.169	0.169	2
21.03	1,2,3,6	F	0.172	0.173	3

Tabelle B.2: Die Strahlbezeichnungen erfolgen nach Abschnitt 5.1. Substrat: Q = Quarz, I = ITO (150 nm) auf Glas, F = weißes Floatglass, IQ = ITO (150 nm) auf Quarz und QG = 20 nm Gold auf Quarz. Ergebnis: 1=unterbelichtet, 2=fast optimal belichtet, 3=optimal belichtet, 4=überbelichtet (vgl. Abschnitt 6.1).

Probe	Strahlen	Substrat	E _{min} [mJ]	E _{max} [mJ]	Ergebnis
21.04	1,2,3,6	F	0.178	0.179	3
21.05	1,2,3,6	F	0.186	0.186	3
21.06	1,2,3,6	F	0.193	0.194	3
21.07	1,2,3,6	F	0.200	0.200	3
21.08	1,2,3,6	F	0.206	0.207	3
21.09	1,2,3,6	F	0.213	0.214	3
21.10	1,2,3,6	F	0.224	0.225	3
21.11	1,2,3,6	F	0.235	0.236	3
22.01	1,2,3,5,7	F	0.309	0.312	2
22.02	1,2,3,5,7	F	0.322	0.325	3
22.03	1,2,3,5,7	F	0.332	0.335	3
22.04	1,2,3,5,7	F	0.342	0.345	3
22.05	1,2,3,5,7	F	0.358	0.362	3
22.06	1,2,3,5,7	F	0.376	0.380	3
22.07	1,2,3,5,7	F	0.389	0.393	3
22.08	1,2,3,5,7	F	0.410	0.414	3
22.09	1,2,3,5,7	F	0.434	0.438	3
22.10	1,2,3,5,7	F	0.470	0.475	3
22.11	1,2,3,5,7	F	0.513	0.518	4
23.01	1 bis 8	F	0.214	0.217	2
23.02	1 bis 8	F	0.225	0.229	2
23.03	1 bis 8	F	0.234	0.238	3
23.04	1 bis 8	F	0.247	0.251	3
23.05	1 bis 8	F	0.258	0.262	3
23.06	1 bis 8	F	0.270	0.274	3
23.07	1 bis 8	F	0.283	0.288	3
23.08	1 bis 8	F	0.292	0.297	3
23.09	1 bis 8	F	0.302	0.307	3
23.10	1 bis 8	F	0.313	0.318	3
23.11	1 bis 8	F	0.319	0.324	3
24.01	2,4,6,8	I	0.173	0.174	1
24.02	2,4,6,8	I	0.184	0.185	1
24.03	2,4,6,8	I	0.193	0.195	1
24.04	2,4,6,8	I	0.204	0.205	1
24.05	2,4,6,8	I	0.213	0.214	2
24.06	2,4,6,8	I	0.223	0.224	2
24.07	2,4,6,8	I	0.233	0.235	2
24.08	2,4,6,8	I	0.245	0.247	2
24.09	2,4,6,8	I	0.253	0.255	2
24.10	2,4,6,8	I	0.262	0.264	3
24.11	2,4,6,8	I	0.272	0.274	3
25.01	2,4,6,8	Q	0.184	0.186	1
25.02	2,4,6,8	Q	0.194	0.196	1
25.03	2,4,6,8	Q	0.206	0.208	1
25.04	2,4,6,8	Q	0.216	0.218	1
25.05	2,4,6,8	Q	0.226	0.229	3
25.06	2,4,6,8	Q	0.234	0.236	3
25.07	2,4,6,8	Q	0.246	0.249	3
25.08	2,4,6,8	Q	0.255	0.258	4
25.09	2,4,6,8	Q	0.265	0.268	4
25.10	2,4,6,8	Q	0.276	0.279	4
25.11	2,4,6,8	Q	0.287	0.291	4
26.01	2,4,6,8	QG	0.641	0.645	4
26.02	2,4,6,8	QG	0.662	0.666	4
26.03	2,4,6,8	QG	0.685	0.689	4
26.04	2,4,6,8	QG	0.709	0.714	4
26.05	2,4,6,8	QG	0.736	0.740	4
26.06	2,4,6,8	QG	0.764	0.768	4
26.07	2,4,6,8	QG	0.794	0.799	4
26.08	2,4,6,8	QG	0.828	0.833	4
26.09	2,4,6,8	QG	0.864	0.869	4
26.10	2,4,6,8	QG	0.903	0.908	4
26.11	2,4,6,8	QG	0.946	0.951	4
27.01	2,4,6,8	QG	0.135	0.136	1
27.02	2,4,6,8	QG	0.142	0.143	1
27.03	2,4,6,8	QG	>1	>1	4
27.04	2,4,6,8	QG	0.157	0.158	1
27.05	2,4,6,8	QG	0.166	0.167	1
27.06	2,4,6,8	QG	0.175	0.176	1
27.07	2,4,6,8	QG	0.186	0.187	1
27.08	2,4,6,8	QG	0.199	0.200	1
27.09	2,4,6,8	QG	0.213	0.214	1
27.10	2,4,6,8	QG	0.229	0.231	1
27.11	2,4,6,8	QG	0.248	0.250	1
28.01	2,4,6,8	QG	0.302	0.321	4
28.02	2,4,6,8	QG	0.312	0.332	4
28.03	2,4,6,8	QG	0.323	0.343	4
28.04	2,4,6,8	QG	0.334	0.356	4
28.05	2,4,6,8	QG	0.346	0.369	4
28.06	2,4,6,8	QG	0.360	0.383	4
28.07	2,4,6,8	QG	0.374	0.398	4
28.08	2,4,6,8	QG	0.388	0.413	4
28.09	2,4,6,8	QG	0.407	0.433	4
28.10	2,4,6,8	QG	0.425	0.452	4
28.11	2,4,6,8	QG	0.445	0.474	4
29.01	2,4,6,8	QG	0.248	0.248	3
29.02	2,4,6,8	QG	0.252	0.253	4
29.03	2,4,6,8	QG	0.257	0.257	4

Tabelle B.3: Die Strahlbezeichnungen erfolgen nach Abschnitt 5.1. Substrat: Q = Quarz, I = ITO (150 nm) auf Glas, F = weißes Floatglass, IQ = ITO (150 nm) auf Quarz und QG = 20 nm Gold auf Quarz. Ergebnis: 1=unterbelichtet, 2=fast optimal belichtet, 3=optimal belichtet, 4=überbelichtet (vgl. Abschnitt 6.1).

Probe	Strahlen	Substrat	E_{\min} [mJ]	E_{\max} [mJ]	Ergebnis
29.04	2,4,6,8	QG	0.261	0.261	4
29.05	2,4,6,8	QG	0.266	0.266	4
29.06	2,4,6,8	QG	0.271	0.271	4
29.07	2,4,6,8	QG	0.276	0.276	4
29.08	2,4,6,8	QG	0.281	0.281	4
29.09	2,4,6,8	QG	0.286	0.287	4
29.10	2,4,6,8	QG	0.295	0.295	4
29.11	2,4,6,8	QG	0.301	0.302	4
30.01	2,4,6,8	QG	0.192	0.195	1
30.02	2,4,6,8	QG	0.199	0.201	1
30.03	2,4,6,8	QG	0.206	0.208	1
30.04	2,4,6,8	QG	0.210	0.212	1
30.05	2,4,6,8	QG	0.214	0.216	1
30.06	2,4,6,8	QG	0.218	0.220	1
30.07	2,4,6,8	QG	0.222	0.225	1
30.08	2,4,6,8	QG	0.235	0.238	3
30.09	2,4,6,8	QG	0.239	0.242	3
30.10	2,4,6,8	QG	0.245	0.248	3
30.11	2,4,6,8	QG	0.249	0.252	4
31.01	2,4,6,8	F	0.151	0.152	1
31.02	2,4,6,8	F	0.153	0.154	1
31.03	2,4,6,8	F	0.156	0.157	1
31.04	2,4,6,8	F	0.159	0.159	1
31.05	2,4,6,8	F	0.161	0.162	1
31.06	2,4,6,8	F	0.164	0.165	1
31.07	2,4,6,8	F	0.167	0.168	1
31.08	2,4,6,8	F	0.170	0.171	1
31.09	2,4,6,8	F	0.173	0.174	1
31.10	2,4,6,8	F	0.180	0.181	1
31.11	2,4,6,8	F	0.187	0.188	1
32.01	2,4,6,8	F	0.200	0.200	1
32.02	2,4,6,8	F	0.210	0.210	1
32.03	2,4,6,8	F	0.221	0.222	1
32.04	2,4,6,8	F	0.231	0.231	1
32.05	2,4,6,8	F	0.241	0.242	1
32.06	2,4,6,8	F	0.250	0.251	1
32.07	2,4,6,8	F	0.259	0.260	1
32.08	2,4,6,8	F	0.269	0.270	2
32.09	2,4,6,8	F	0.280	0.281	2
32.10	2,4,6,8	F	0.291	0.292	2
32.11	2,4,6,8	F	0.300	0.301	2
33.01	2,4,6,8	IQ	0.203	0.204	1
33.02	2,4,6,8	IQ	0.232	0.234	1
33.03	2,4,6,8	IQ	0.262	0.264	1
33.04	2,4,6,8	IQ	0.293	0.296	1
33.05	2,4,6,8	IQ	0.314	0.317	2
33.06	2,4,6,8	IQ	0.354	0.357	3
33.07	2,4,6,8	IQ	0.391	0.394	3
33.08	2,4,6,8	IQ	0.429	0.432	4
33.09	2,4,6,8	IQ	0.464	0.468	4
33.10	2,4,6,8	IQ	0.474	0.478	4
33.11	2,4,6,8	IQ	0.507	0.511	4
34.01	2,4,6,8	IQ	0.301	0.303	1
34.02	2,4,6,8	IQ	0.314	0.315	1
34.03	2,4,6,8	IQ	0.323	0.324	1
34.04	2,4,6,8	IQ	0.342	0.344	1
34.05	2,4,6,8	IQ	0.353	0.355	3
34.06	2,4,6,8	IQ	0.364	0.366	3
34.07	2,4,6,8	IQ	0.370	0.372	3
34.08	2,4,6,8	IQ	0.383	0.385	3
34.09	2,4,6,8	IQ	0.396	0.398	3
34.10	2,4,6,8	IQ	0.403	0.405	3
34.11	2,4,6,8	IQ	0.411	0.413	3
35.01	2,8	IQ	0.201	0.202	1
35.02	2,8	IQ	0.210	0.212	1
35.03	2,8	IQ	0.221	0.222	1
35.04	2,8	IQ	0.230	0.231	1
35.05	2,8	IQ	0.240	0.241	2
35.06	2,8	IQ	0.250	0.252	2
35.07	2,8	IQ	0.262	0.263	3
35.08	2,8	IQ	0.271	0.273	3
35.09	2,8	IQ	0.281	0.283	3
35.10	2,8	IQ	0.292	0.294	3
35.11	2,8	IQ	0.300	0.302	3
36.01	2,4,6,8	F	0.119	0.123	1
36.02	2,4,6,8	F	0.154	0.159	1
36.03	2,4,6,8	F	0.167	0.172	1
36.04	2,4,6,8	F	0.178	0.184	1
36.05	2,4,6,8	F	0.191	0.196	2
36.06	2,4,6,8	F	0.202	0.208	2
36.07	2,4,6,8	F	0.215	0.221	2
36.08	2,4,6,8	F	0.225	0.232	3
36.09	2,4,6,8	F	0.237	0.244	3
36.10	2,4,6,8	F	0.299	0.307	3

Tabelle B.4: Die Strahlbezeichnungen erfolgen nach Abschnitt 5.1. Substrat: Q = Quarz, I = ITO (150 nm) auf Glas, F = weißes Floatglass, IQ = ITO (150 nm) auf Quarz und QG = 20 nm Gold auf Quarz. Ergebnis: 1=unterbelichtet, 2=fast optimal belichtet, 3=optimal belichtet, 4=überbelichtet (vgl. Abschnitt 6.1).

Anhang C

Lichtmikroskopaufnahmen

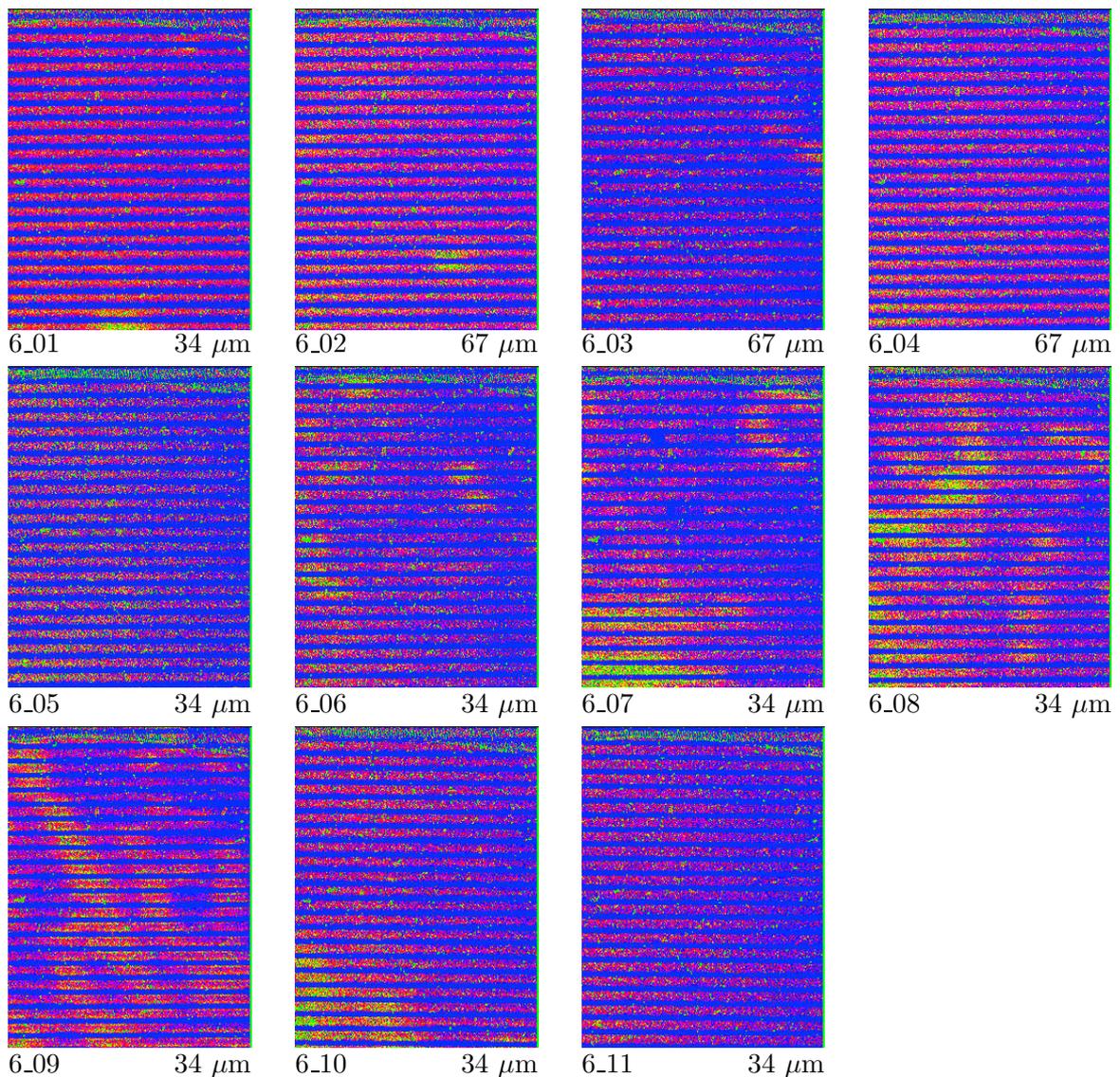
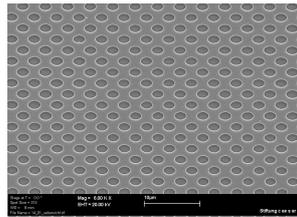


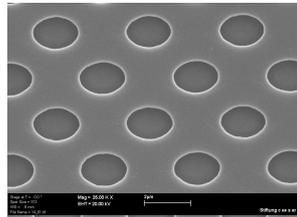
Abbildung C.1: Lichtmikroskopaufnahmen von Probe 6. Die Energie variiert zwischen $0.106 \text{ mJ} \pm 0.019 \text{ mJ}$ für Feld 1 und $0.130 \text{ mJ} \pm 0.019 \text{ mJ}$ für Feld 11. Die belichtete Fläche ist für alle Felder gleich und liegt bei $0.23 \pm 0.03 \text{ mm}^2$. Die Unterschiede in der Breite der Streifen sind nicht so gut zu erkennen. Ein Bildverarbeitungsprogramm erlaubt dennoch eine genaue Analyse (vgl. Abb. 6.12).

Anhang D

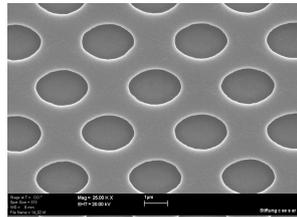
REM-Aufnahmen



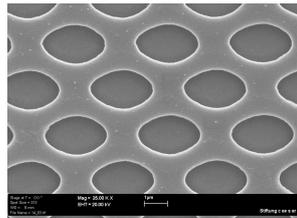
14.01 49 μm



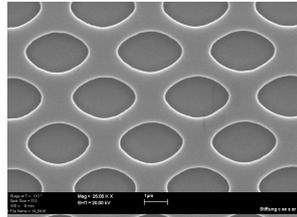
14.01 12.6 μm



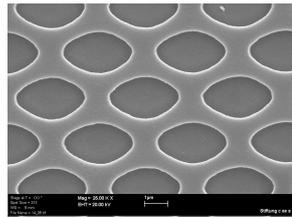
14.02 12.6 μm



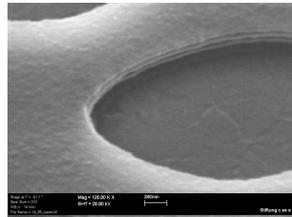
14.03 12.6 μm



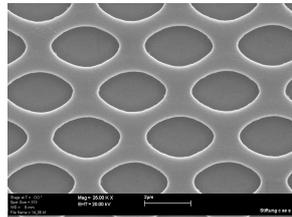
14.04 12.6 μm



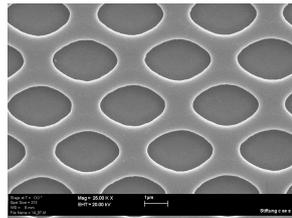
14.05 12.6 μm



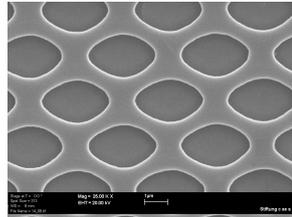
14.05 (schräg) 2.67 μm



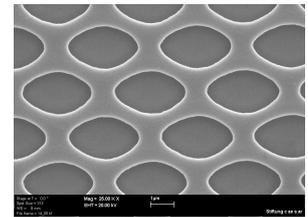
14.06 12.6 μm



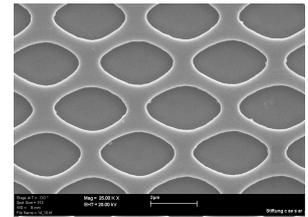
14.07 12.6 μm



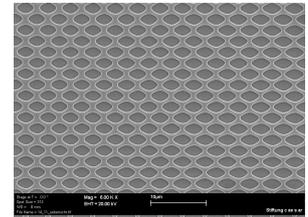
14.08 12.6 μm



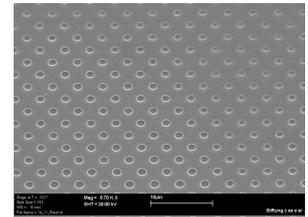
14.09 12.6 μm



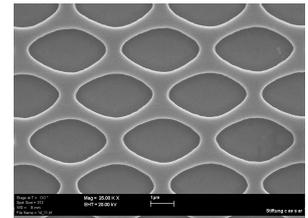
14.10 12.6 μm



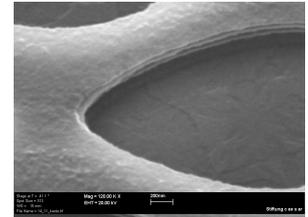
14.11 49 μm



14.11 (Rand) 49 μm



14.11 12.6 μm



14.11 (schräg) 2.67 μm

Abbildung D.1: REM-Aufnahmen der Felder 1 bis 11 von Probe 14. Die Größenangabe unten rechts bezieht sich auf die Breite des jeweiligen Ausschnitts. Für die REM-Aufnahmen wird eine 20 nm dicke Goldschicht auf den Lack gedampft.

Literaturverzeichnis

- [AHG⁺93] ASAKI, Melanie T. ; HUANG, Chung-Po ; GARVEY, Dennis ; ZHOU, Jianping ; KAPTEYN, Henry C. ; MURNANE, Margaret M.: Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti-sapphire laser. In: *Opt. Lett.* 18 (1993), Nr. 12
- [BB48] BARDEEN, J. ; BRITTAIN, W. H.: The transistor, a semiconductor triode. In: *Phys. Rev.* 74 (1948), S. 230 ff.
- [BCGa00] BLANCO, Alvaro ; CHOMSKI, Emmanuel ; GRABTCHAK, Serguei ; [U. A.]: Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres. In: *Nature* 405 (2000), S. 437–440
- [Bra92] BRAESS, D.: *Finite Elemente*. Springer, 1992
- [Bur] BURSTEDDE, Carsten: *Computing light masks in neutral atom lithography*. – eingereicht bei Elsevier Science
- [BVL02] BOZHEVOLNYI, Sergey I. ; VOLKOV, Valentyn S. ; LEOSON, Kristjan: Localization and waveguiding of surface plasmon polaritons in random nanostructures. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), Nr. 18
- [CLJu00] CHOW, Edmond ; LIN, S. Y. ; JOHNSON, S. G. ; [U.A.]: Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab. In: *Nature* 407 (2000), S. 983–986
- [CSH⁺00] CAMPBELL, M. ; SHARP, D. N. ; HARRISON, M. T. ; DENNING, R. G. ; TURBERFELDT, A. J.: Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography. In: *Nature* 404 (2000), S. 53–56
- [CTG⁺] CHRIST, André ; TIKHODEEV, Sergei G. ; GIPPIUS, Nikolai A. ; KUHL, Jürgen ; GIESSEN, Harald: *Waveguide-plasmon polaritons: strong coupling of light and nanowire plasmon resonances in a metallic photonic crystal slab*. – in Vorbereitung für *Phys. Rev. Lett.*
- [Dam93] DAMMEL, Ralph R.: *Diazonaphthoquinone-based resists*. Bd. TT-11. Bellingham, WA : The Society of Photo-optical Instrumentation Engineers, 1993
- [DSKa01] DIVLIANSKY, Ivan B. ; SHISHIDO, Atshushi ; KHOO, Iam-Choon ; [U. A.]: Fabrication of two-dimensional photonic crystals using interference lithography and electrodeposition of CdSe. In: *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001), Nr. 21, S. 3392–3394
- [EKS01] EICHLER, Hans J. ; KRONFELDT, Heinz-Detlef ; SAHM, Jürgen: *Das neue physikalische Grundpraktikum*. Springer, 2001 (Springer-Lehrbuch)
- [ELG⁺98] EBBESEN, T. W. ; LEZEC, H. J. ; GHAEMI, H. F. ; THIO, T. ; WOLFF, P. A.: Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. In: *Nature* 391 (1998), S. 667–669

- [FLEKa02] FLEMING, J. G. ; LIN, S. Y. ; EL-KADY, I. ; [U. A.]: All-metallic three-dimensional photonic crystals with a large infrared bandgap. In: *Nature* 417 (2002), S. 52–55
- [Fra02] Fraunhoferinstitut Solare Energiesysteme: *Informationsbrochure Mikrostrukturen auf großen Flächen*. April 2002
- [Gra02] GRAFIKLABOR UNIVERSITÄT BONN, SFB256: *GRAPE*. <http://www.iam.uni-bonn.de/sfb256>, 2002
- [HCS90] HO, K. M. ; CHAN, C. T. ; SOUKOULIS, C. M.: Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures. In: *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990), Nr. 25, S. 3152–3155
- [Hen02] HENDERSON, C. L. *Lithography*. <http://dot.che.gatech.edu/henderson/intro.htm>. 2002
- [HVFMa02] HOOGENBOOM, J. P. ; VOSSEN, D. L. J. ; FAIVRE-MOSKALENKO, C. ; [U. A.]: Patterning surfaces with colloidal particles using optical tweezers. In: *Appl. Phys. Lett.* 80 (2002), Nr. 25, S. 4828–4830
- [JMW95] JOANNOPOULOS, John D. ; MEADE, Robert D. ; WINN, Joshua N.: *Photonic crystals: molding the flow of light*. Princeton Univ. Press, 1995
- [Joh87] JOHN, Sajeev: Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987), S. 2486 ff.
- [JQ97] JOHN, Sajeev ; QUANG, Tran: Collective switching and inversion without fluctuation of two-level atoms in confined photonic systems. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), Nr. 10, S. 1888–1891
- [Kit99] KITTEL, Charles: *Einführung in die Festkörperphysik*. München [u.a.] : Oldenbourg, 1999
- [KMJa01] KONDO, Toshiaki ; MATSUO, Shigeki ; JUODKAZIS, Saulius ; [U. A.]: Femtosecond laser interference technique with diffractive beam splitter for fabrication of three-dimensional photonic crystals. In: *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001), Nr. 6, S. 725–727
- [LCB⁺02] LIN, S. Y. ; CHOW, E. ; BUR, J. ; JOHNSON, S. G. ; JOANNOPOULOS, J. D.: Low-loss, wide-angle Y splitter at 1.6 μ wavelengths built with a two-dimensional photonic crystal. In: *Opt. Lett.* 27 (2002), Nr. 16, S. 1400–1402
- [LCKG01] LINDEN, Stefan ; CHRIST, André ; KUHL, Jürgen ; GIESSEN, Harald: Selective suppression of extinction within the plasmon resonance of gold nanoparticles. In: *Appl. Phys. B* 73 (2001), S. 311–316
- [LDD⁺02] LEZEC, H. J. ; DEGIRON, A. ; DEVAUX, E. ; LINKE, R. A. ; MARTIN-MORENO, L. ; GARCIA-VIDAL, F. J. ; EBBESEN, T. W.: Beaming light from a subwavelength aperture. In: *Science* 297 (2002), S. 820–822
- [LFHa98] LIN, S. Y. ; FLEMING, J. G. ; HETHERINGTON, D. L. ; [U. A.]: A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths. In: *Nature* 394 (1998), S. 251–253
- [Lin01] LINDEN, Stefan: *Kontrolle der Wechselwirkung zwischen Licht und Partikelplasmonen durch selektive Unterdrückung der Extinktion*. Fachbereich Physik, Philipps-Universität Marburg, Diss., 2001

-
- [LKG01] LINDEN, Stefan ; KUHL, Jürgen ; GIESSEN, Harald: Controlling the interaction between light and gold nanoparticles: selective suppression of extinction. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), S. 4688–4691
- [LSL⁺00] LAMPRECHT, B. ; SCHIDER, G. ; LECHNER, R. T. ; DITLBACHER, H. ; KRENN, J. R. ; LEITNER, A. ; AUSSENEGG, F. R.: Metal nanoparticle gratings: influence of dipolar particle interaction on the plasmon resonance. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000), Nr. 20, S. 4721–4724
- [Mie08] MIE, G.: Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. In: *Annalen der Physik* 25 (1908), Nr. 4, S. 377–445
- [MMB⁺] MIKLYAEV, Yu. V. ; MEISEL, Daniel C. ; BLANCO, A. ; VON FREYMAN, G. ; BUSCH, Kurt ; KOCH, W. ; ENKRICH, C. ; DEUBEL, M. ; WEGENER, Martin. – eingereicht bei Appl. Phys. Lett.
- [MMK⁺02] MEISEL, Daniel C. ; MIKLYAEV, Yu. V. ; KOCH, W. ; VON FREYMAN, G. ; BUSCH, Kurt ; WEGENER, Martin: Fabrication of 3D fcc photonic crystal templates by holography. In: *Proceedings of the PECS-IV*. Los Angeles, 2002
- [Mor95] MOROZ, A.: Density-of-states calculations and multiple-scattering theory for photons. In: *Phys. Rev. B.* 51 (1995), S. 2068 ff.
- [NCI00] NODA, Susumu ; CHUTINAN, Alongkarn ; IMADA, Masahiro: Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure. In: *Nature* 407 (2000), S. 608–610
- [NTYC00] NODA, Susumu ; TOMODA, Katsuhiko ; YAMAMOTO, Noritsugu ; CHUTINAN, Alongkarn: Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelengths. In: *Science* 289 (2000), S. 604–606
- [NYSa01] NOTOMI, M. ; YAMADA, K. ; SHINYA, A. ; [U. A.]: Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), Nr. 25
- [Ple02] VON PLESSEN, Gero. *Plasmonen in metallischen Nanopartikeln*. Atomphysikalisches Kolloquium, Institut für Angewandte Physik, Universität Bonn. 2002
- [PM92] PENDRY, J. B. ; MACKINNON, A.: Calculation of photon dispersion relations. In: *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992), S. 2772 ff.
- [PMM⁺01] PARKER, Andrew R. ; MCPHEDRAN, Ross C. ; MCKENZIE, David R. ; BOTTEN, Lindsay C. ; NICOROVICI, Nicolae-Alexandru P.: Aphrodite’s iridescence. In: *Nature* 409 (2001), S. 36–37
- [PO02] PENDRY, J. B. ; O’BRIEN, S.: Magnetic activity at infrared frequencies in structured metallic photonic crystals. In: *J. Phys. Condens. Matter* 14 (2002), S. 6383–6394
- [SCD⁺02] SHARP, D. N. ; CAMPBELL, M. ; DEDMAN, E. R. ; HARRISON, M. T. ; DENNING, R. G. ; TURBERFIELD, A. J.: Photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography. In: *Optical and Quantum Electronics* 34 (2002), S. 3–12
- [Sch02] SCHUBERT, Kai: *Nichtlineare Optik an metallischen Nanopartikelfeldern*. Fachbereich Physik, Philipp-Universität Marburg, Diplomarbeit, August 2002

- [SH98] STUART, H. R. ; HALL, D. G.: Enhanced dipole-dipole interactions between elementary radiators near a surface. In: *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998), Nr. 25, S. 5663–5666
- [Shi02] Shipley Europe Limited: *Datenblatt MICROPOSIT S 1800 Series Photo Resist.* 2002
- [Sho49] SHOCKLEY, W.: The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors. In: *Bell Syst. Tech. J.* 28 (1949), S. 435 ff.
- [TJ01] TOADER, Ovidiu ; JOHN, Sajeev: Proposed square spiral microfabrication architecture for large three-dimensional photonic band gap crystals. In: *Science* 292 (2001), S. 1133–1135
- [VBSN01] VASLOV, Yurii A. ; BO, Xiang-Zheng ; STURM, James C. ; NORRIS, David J.: On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals. In: *Nature* 414 (2001), S. 289–293
- [Yab87] YABLONOVITCH, Eli: Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987), Nr. 20, S. 2059–2062
- [Yab93] YABLONOVITCH, Eli: Photonic band-gap structures. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 10 (1993), Nr. 2, S. 283–295
- [Zan97] ZANKE, Christel: *Optimierung des Herstellungsprozesses von großflächigen Subwellenlängengittern in Photoresist*, Fachhochschule Köln, Diplomarbeit, 1997

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich beim Gelingen dieser Arbeit unterstützt haben. Zunächst bedanke ich mich bei Prof. Dr. Harald Gießen für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe. Er hat mir ermöglicht, auf meinem Wunschgebiet (den photonischen Kristallen) zu arbeiten und durch zahlreiche Treffen, zu denen ich ihn begleitet werden durfte, konnte ich mir einen guten Überblick über dieses Arbeitsgebiet in Deutschland machen. Die Teilnahme an der Sommerschule in Wittenberg und an der PECS-IV in Los Angeles waren eine tolle Chance, sich über den neuesten Stand der Wissenschaft zu informieren. Am meisten beeindruckt hat mich, dass ich Sajeev John mein Poster in Wittenberg erklären durfte, und dass ich auf der PECS-IV ein paar Worte mit Eli Yablonovitch wechseln konnte. Die Zeit in der Arbeitsgruppe Gießen war sicherlich eine Herausforderung und ich habe viel gelernt, das mir auch später von Nutzen sein wird. Dankeschön! Unserem Praktikanten Dominic Meiser danke ich für die zahlreichen Diskussionen über mein Simulationsprogramm, lineare Algebra und die Theorie der photonischen Kristalle. Dietmar Nau hat in Sachen photonische Kristalle immer mit mir zusammengehalten, wenn es darum ging, Laborplatz oder ähnliches gegen die Faserleute zu verteidigen. Ab und zu hat er zwar meine Süßigkeitenschublade geplündert, zum Glück aber für schnellen Ersatz gesorgt! Aber auch die Faserleute Katja Franke, Jörn Teipel, Florian Warken und Diana Türke haben zur Atmosphäre dieser Arbeitsgruppe beigetragen. Obwohl sie wussten, dass ich photonische Kristalle für wesentlich spannender halte, haben sie mir immer geholfen wo sie nur konnten. Ein großes Dankeschön geht an Herrn Beier und Herrn Langen für die Hilfe beim Legen der Wasserleitungen für die Laserkühlung, an Herrn Ernst für die Koordination bei der Kernbohrung für die Starkstromleitung und an Herrn Rudloff für das Anbringen der Speziallampen im Labor. Durch ihre Hilfe konnte das Labor schon nach drei Monaten in Betrieb genommen werden. Herr Krause und Herr Kohl haben mich in Sachen Computer und Elektronik immer hervorragend beraten. Ein herzlichen Dankeschön auch an sie. Christel Zanke und André Christ möchte ich für die Belackung der Proben danken und für die vielen wichtigen Tipps bezüglich der Herstellung der Proben. Christel Zanke verdanke ich außerdem die schönen REM-Aufnahmen von Probe 14. Der Arbeitsgruppe Buse und der Arbeitsgruppe Kuhl danke ich für wertvolle Anregungen und aufbauende Gespräche, wenn ich mal wieder dachte, es funktioniert nichts. Und dann sind da noch die fleißigen Bienen auf der Suche nach Rechtschreibfehlern. Sie haben hoffentlich gute Dienste geleistet und ich werde sehen, ob ich mich irgendwie revanchieren kann. Ohne die finanzielle Unterstützung meiner Eltern hätte ich das Studium nicht so flott beenden können, auch dafür möchte ich mich bedanken!