

# Drahtgitterpolarisatoren für Anwendungen im UV-Spektralbereich



---

seit 1558

**Dissertation**  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät  
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Diplom-Ingenieur Thomas Weber  
geboren am 24. Juli 1983 in Jena

1. Gutachter: Prof. Dr. Andreas Tünnermann, Friedrich-Schiller-Universität Jena
2. Gutachter: Prof. Dr. Robert Brunner, Fachhochschule Jena
3. Gutachter: Prof. Dr. Thomas Geßner, Technische Universität Chemnitz

Tag der Disputation: 04.04.2014

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Stand der Technik und Einordnung der eigenen Arbeiten</b>	<b>6</b>
2.1	Polarisation von Licht im UV-Spektralbereich . . . . .	6
2.2	Drahtgitterpolarisatoren . . . . .	9
2.3	Einordnung der eigenen Arbeiten . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Grundlegende Konzepte und Methoden</b>	<b>13</b>
3.1	Polarisation von Licht mittels Drahtgitterpolarisatoren . . . . .	13
3.1.1	Beugung am Gitter . . . . .	13
3.1.2	Funktionsweise eines Drahtgitterpolarisators . . . . .	15
3.2	Optische Eigenschaften von Metallen . . . . .	18
3.3	Optische Eigenschaften von Halbleitern . . . . .	20
3.4	Simulation der optischen Eigenschaften . . . . .	22
3.5	Herstellung von hochfrequenten Gitterstrukturen . . . . .	23
3.5.1	Strukturerzeugung durch Lithographie . . . . .	23
3.5.2	Strukturübertragung durch Trockenätzen . . . . .	25
3.5.3	Beschichtungstechniken . . . . .	27
3.6	Charakterisierung der optischen Eigenschaften . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Betrachtungen zum Gitterdesign</b>	<b>31</b>
4.1	Diskussion der Gittergeometrie . . . . .	31
4.1.1	Einfluss der Gitterperiode auf die optischen Eigenschaften . . .	31

---

4.1.2	Einfluss von Füllfaktor und Steghöhe auf die optischen Eigenschaften . . . . .	35
4.1.3	Einbettung der Gitterstruktur . . . . .	40
4.2	Materialspezifische Aspekte . . . . .	42
4.2.1	Auswahl geeigneter Gittermaterialien für verschiedene Spektralbereiche . . . . .	43
4.2.2	Überlegungen zur Materialstabilität . . . . .	48
4.3	Schlussfolgerungen zum Gitterdesign . . . . .	50
<b>5</b>	<b>Technologische Aspekte der Herstellung von Drahtgitterpolarisatoren</b>	<b>52</b>
5.1	Herstellung von Gitterstrukturen durch binäre Strukturierung . . . . .	52
5.2	Double-Patterning-Prozess für die Herstellung hochfrequenter Gitter . . . . .	54
5.2.1	Beschichtung des Primärgitters und Implementierung der ALD-Technologie in die Prozesskette . . . . .	56
5.2.2	Einfluss des Herstellungsprozesses auf die optische Funktion . . . . .	59
<b>6</b>	<b>Polarisatoren für verschiedene Spektralbereiche</b>	<b>68</b>
6.1	Siliziumpolarisator für die Zielwellenlänge 365 nm . . . . .	68
6.1.1	Modellierung der optischen Eigenschaften . . . . .	69
6.1.2	Herstellung von Siliziumpolarisatoren . . . . .	72
6.1.3	Charakterisierung der optischen Eigenschaften . . . . .	73
6.2	Aluminium- und Iridiumpolarisatoren für die Zielwellenlänge 248 nm . . . . .	74
6.2.1	Modellierung der optischen Eigenschaften . . . . .	75
6.2.2	Herstellung von Aluminium- und Iridiumpolarisatoren . . . . .	77
6.2.3	Charakterisierung der optischen Eigenschaften . . . . .	79
6.3	Wolfram- und Titandioxidpolarisatoren für die Zielwellenlänge 193 nm . . . . .	82
6.3.1	Modellierung der optischen Eigenschaften . . . . .	83
6.3.2	Herstellung von Wolfram- und Titandioxidpolarisatoren . . . . .	87
6.3.3	Charakterisierung der optischen Eigenschaften . . . . .	89
6.4	Zusammenstellung der Ergebnisse . . . . .	93



**7 Zusammenfassung 95**

**Literaturverzeichnis 99**

**Abkürzungen und Symbole 121**

**Publikationsliste 123**

**Danksagung 126**

**Ehrenwörtliche Erklärung 127**

# 1 Einleitung

Mikro- und nanooptische Bauelemente haben vielfältige Anwendungsgebiete, unter anderem in Abbildungs- und Projektionssystemen. Für die Erzeugung und Darstellung immer kleinerer Strukturen und die Erhöhung des Auflösungsvermögens in der Lithographie ist es notwendig, Licht im ultravioletten (UV) Spektralbereich zur Beleuchtung zu verwenden. Typische Anwendungswellenlängen sind hierbei 365 nm, 248 nm oder 193 nm. Mit der Verkleinerung der Anwendungswellenlänge werden immer höhere Anforderungen hinsichtlich Materialauswahl und Strukturgröße an die Komponenten der optischen Systeme gestellt.

Eine wesentliche Aufgabenstellung für mikrostrukturierte Bauteile ist dabei die Beeinflussung des Polarisationszustandes von Licht. Dies kann mittels Drahtgitterpolarisatoren erfolgen. Drahtgitterpolarisatoren zeichnen sich durch geringe Bauteilgröße, gute Integrierbarkeit und breitbandige optische Eigenschaften aus. Erstmals wurde das Prinzip eines Drahtgitterpolarisators 1888 von H. Hertz demonstriert, indem er die Wechselwirkung von elektromagnetischen Wellen mit einem mit parallelen Kupferdrähten bespannten Rahmen untersuchte, wobei die Ergebnisse 1889 in [1] veröffentlicht wurden. Basierend auf diesem Ansatz konnte durch die Skalierung der Gitterperiode für die Anwendung bei Wellenlängen im infraroten (IR) Spektralbereich und der Verwendung einer adäquaten Technologie zur Herstellung der metallischen Gitterstruktur 1960 erstmals von G.R. Bird und M. Parrish ein Drahtgitterpolarisator gezeigt werden [2]. Entwicklungen auf dem Gebiet der Mikrostrukturtechnologie zur Fertigung von Gittern mit Perioden von 100 nm in Kombination mit der Verwendung von Aluminium als Gittermaterial haben einen ersten

Ansatz für breitbandige Drahtgitterpolarisatoren mit einem spektralen Arbeitsbereich vom infraroten über den sichtbaren bis hin zum ultravioletten Spektralbereich ermöglicht [3]. Diese Elemente kommen beispielsweise in Projektoren [4] oder LCD-Bildschirmen [5] zur Anwendung. Die optische Funktion von Polarisatoren basierend auf diesem Ansatz wurde aber nur bis zu einer Wellenlänge von 266 nm nachgewiesen [6]. Lösungsansätze in der Literatur für Drahtgitterpolarisatoren mit der Zielwellenlänge 193 nm sind zum einen die Ausnutzung des inversen Polarisationseffektes [7], wobei der spektrale Arbeitsbereich auf etwa 20 nm beschränkt ist, und zum anderen die Reduzierung der Gitterperiode auf 33 nm [8, 9].

Die systematische Untersuchung von potenziellen Gittermaterialien und die experimentelle Realisierung eines breitbandigen Drahtgitterpolarisators bis hin zu einer Wellenlänge von 193 nm mit adäquaten optischen Eigenschaften sind in der Literatur bislang nicht bekannt. Ziel der Arbeit war es deshalb, den Einfluss von Gitterstruktur und Gittermaterialien für Anwendungen bei typischen Wellenlängen im UV-Bereich zu untersuchen und ein Herstellungsverfahren zu etablieren, das die Fertigung von Drahtgitterpolarisatoren aus verschiedenen Gittermaterialien ermöglicht.

Im Rahmen der Arbeit wurden Überlegungen zum Design von Drahtgitterpolarisatoren für UV-Anwendungen bezüglich Gittergeometrie und Gittermaterial durchgeführt. Aufbauend auf diesen Ergebnissen wurde eine Technologiekette auf Basis der Double-Patterning-Technologie zur Herstellung dieser Elemente erarbeitet und Drahtgitterpolarisatoren für relevante Anwendungswellenlängen im UV-Bereich gefertigt und charakterisiert. Kapitel 2 gibt einen Überblick über den Stand von Wissenschaft und Technik und ordnet die eigenen Arbeiten ein. Kapitel 3 fasst grundlegende physikalische und technologische Konzepte, die Relevanz für die Beschreibung und Herstellung von Drahtgitterpolarisatoren besitzen, zusammen. Betrachtungen zum Gitterdesign befinden sich in Kapitel 4 und in Kapitel 5 wird die technologische Umsetzung und deren Auswirkung auf die optischen Eigenschaften des Polarisators behandelt. Design, Herstellung und Charakterisierung von Polarisatoren für die Zielwellenlängen 365 nm, 248 nm und 193 nm werden in Kapitel 6 gezeigt.

## 2 Stand der Technik und Einordnung der eigenen Arbeiten

*Dieses Kapitel stellt Möglichkeiten der Polarisation von Licht im UV-Bereich vor und vergleicht diese. Vertieft wird dabei die Diskussion über Drahtgitterpolarisatoren, woraus sich die Aufgabenstellungen für die vorliegende Arbeit ableiten. Abschließend erfolgt die Einordnung der eigenen Arbeiten in den Stand von Wissenschaft und Technik.*

### 2.1 Polarisation von Licht im UV-Spektralbereich

Für immer mehr Anwendungen ist die Kontrolle des Polarisationszustandes von Licht im ultravioletten (UV) Spektralbereich von großer Bedeutung. Anforderungen an die Polarisatoren sind hier neben der optischen Funktion die Bauteilgröße, die Integrierbarkeit in optische Systeme, die Beständigkeit gegen äußere Einflüsse und das Maß einer möglichen Strahlablenkung. Unter diesen Gesichtspunkten sollen im Folgenden aus der Literatur bekannte Konzepte für UV-Polarisatoren aufgezeigt und verglichen werden.

Sogenannte Glan-Type-Polarisatoren ermöglichen die Polarisation von Licht vom IR-Spektralbereich bis zu einer Wellenlänge von etwa 250 nm. Diese Polarisatoren bestehen aus zwei zu einem Quader zusammengesetzten rechtwinkligen Prismen aus einem doppelbrechenden Material (z.B. Kalkspat). Trifft unpolarisiertes Licht auf den Polarisator wird an der Grenzfläche der beiden Prismen der ordentliche Strahl totalreflektiert und der außerordentliche Strahl linear polarisiert transmittiert. Die

Brechzahl des Klebers muss dabei zwischen den Brechzahlen des Prismenmaterials für den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl liegen. Die Wahl des Klebers beeinflusst auch maßgeblich die Transmissionseigenschaften des Polarisators, was zu einer Limitierung des spektralen Anwendungsgebietes führt. Diese Art Polarisator wurde bereits 1881 von S.P. Thompson in [10] vorgestellt und ist als Glan-Thompson-Polarisator bekannt. Weiterhin bekannt sind die 1948 von J.F. Archard und A.M. Taylor entwickelten Glan-Taylor-Prismen, die eine Weiterentwicklung der Glan-Foucault-Prismen sind. Bei diesen ist der Kleber zwischen den Prismen durch einen Luftspalt ersetzt, so dass eine Anwendung bis tiefer in den UV-Bereich möglich ist [11]. Die spektrale Bandbreite der Elemente reicht vom IR- bis in den UV-Bereich, materialbedingt bis zu einer Wellenlänge von etwa 230 nm. Bauartbedingt sind die Polarisatoren sehr voluminös und durch die begrenzte Größe der doppelbrechenden Kristalle in ihrer Fläche limitiert.

Einen ähnlichen Aufbau wie die Glan-Type-Prismenpolarisatoren zeigen sogenannte Dünnschichtpolarisatoren, deren spektraler Anwendungsbereich ebenfalls bis in den UV-Bereich reicht. Eine Bauart dieser Polarisatoren, die Polarisations-Strahlteiler, bestehen aus zwei aneinander geklebten Glasprismen, an deren Innenseite sich ein Interferenzschichtsystem befindet, das stark reflektierend für TE-polarisiertes Licht ist und TM-polarisiertes Licht transmittiert [12]. Der TE- und der TM-polarisierte Strahl sind so um  $90^\circ$  versetzt. Bestehen die Prismen aus Glas, ist die optische Funktion auf den sichtbaren Spektralbereich beschränkt [13–15], während eine UV-transparente Flüssigkeit als Umgebungsmedium der Interferenzschicht die Polarisation von Licht im UV-Bereich ermöglicht [16]. Größenbedingt sind diese Elemente wie die Glan-Type-Polarisatoren nicht gut integrierbar.

Erstmals von E.H. Land in [17] gezeigte Polarisationsfolien<sup>1</sup> ermöglichen ebenfalls die Polarisierung von Licht bis in den UV-Bereich. Die polarisierende Wirkung wird hierbei durch ausgerichtete Kristallite in einer Polymermatrix erzielt. Beispielsweise befinden sich in sogenannten H-Polarisatoren ausgerichtete Jodidkristallite in einer

---

<sup>1</sup>im engl.: sheet polarizer

Polyvinylalkohol-Matrix [17]. Weiterführende Untersuchungen [18, 19] haben dazu geführt, dass der spektrale Anwendungsbereich in den UV-Bereich bis zu einer Wellenlänge von 365 nm verschoben werden konnte [20]. Folienpolarisatoren für kleinere Wellenlängen sind nicht bekannt. Weiterhin sind die organischen Elemente nicht für hohe Anwendungstemperaturen geeignet.

Polarisatoren basierend auf einer binären Gitterstruktur, so genannte Gitterpolarisatoren, zeichnen sich durch ihre kompakte Bauweise, die Strukturhöhe beträgt nur wenige hundert Nanometer, und bei geeigneter Wahl des Gittermaterials durch eine hohe Temperaturstabilität aus. Generell muss man hierbei dielektrische und metallische Gitterpolarisatoren unterscheiden. Bei dielektrischen Gitterpolarisatoren kommt es bei sorgfältiger Auswahl des Gittermaterials und der Gittergeometrie zu einer Aufspaltung von TE- und TM-polarisiertem Licht in unterschiedliche Beugungsordnungen. In [21] zeigt P. Lalanne ein Titandioxidgitter als Polarisator für eine Wellenlänge von 633 nm, bei dem unter einem Einfallswinkel von  $45^\circ$  TE-polarisiertes Licht in der 0. Beugungsordnung und TM-polarisiertes Licht in der -1. Beugungsordnung transmittiert wird. Die spektrale Bandbreite ist hierbei auf lediglich 50 nm beschränkt. Weiterhin wird der einfallende Strahl abgelenkt, was für einige Anwendungen nachteilig ist. Eine geeignete Dimensionierung der Gitterstege ermöglicht auch die Polarisation von Licht im UV-Spektralbereich mit dielektrischen Polarisatoren. Entsprechende Elemente sind aber noch nicht in der Literatur gezeigt. Dahingegen sind Beispiele für das Design [22–24] und die Realisierung [25, 26] von dielektrischen Gitterpolarisatoren für den IR-Spektralbereich bekannt. Den Vorteil der Kompaktheit eines Gitterpolarisators und eine große spektrale Bandbreite vereinen metallische Gittermaterialien. Da diese Drahtgitterpolarisatoren Kernpunkt der vorliegenden Arbeit sind, wird deren Entwicklung im nächsten Abschnitt ausführlich diskutiert.

## 2.2 Drahtgitterpolarisatoren

Drahtgitterpolarisatoren bestehen aus einer periodischen Anordnung von metallischen Drähten auf einem dielektrischen, im Anwendungsspektralbereich transparenten Substrat und stellen eine Skalierung des Hertzschen Versuches von 1888 dar. Die optische Funktion wird durch die Auslöschung von TE-polarisiertem Licht und die Transmission von TM-polarisiertem Licht gewährleistet. Erstmals gezeigt wurde ein solches Element von G.R. Bird und M. Parrish im Jahre 1960 [2]. Für die Herstellung des Polarisators wurde ein Blazegitter mit 2160 Linien/mm (entspricht einer Periode von etwa 463 nm) in ein Substrat geritzt. Die Spitzen des Blazes wurden anschließend durch Schattenbedampfung mit Gold beziehungsweise Aluminium beschichtet. Die optische Funktion des Polarisators konnte im IR-Spektralbereich von 2  $\mu\text{m}$  bis 15  $\mu\text{m}$  nachgewiesen werden. Durch ihre Kompaktheit, Strukturierbarkeit der Gitterorientierung, gute Integrierbarkeit, große spektrale Bandbreite und die Verwendung in einem optischen System ohne den Strahl abzulenken, sind Drahtgitterpolarisatoren seit der ersten Realisierung ein wesentlicher Bestandteil von Wissenschaft und Forschung im Gebiet diffraktiver optischer Elemente. Der Fokus liegt dabei auf der Diskussion der Eigenschaften [4, 27–32] und auf der Erweiterung des spektralen Anwendungsbereiches vom Terahertz- [33] über den IR- [34–37] und sichtbaren- [38–49] bis zum UV-Spektralbereich [3, 6–9, 50–60] durch ein spezifisches Gitterdesign und neue Gittermaterialien sowie auf der technologischen Realisierung dieser Elemente. Kleinere Anwendungswellenlängen bedingen hierbei geringere Strukturperioden und damit höheren technologischen Aufwand. Somit sind vor allem Polarisatoren für den UV-Bereich von Interesse und Inhalt einer Vielzahl von wissenschaftlichen Arbeiten. Aus diesen Arbeiten folgt, dass für UV-Polarisatoren Gitterperioden um 100 nm oder darunter anzustreben sind. Als Gittermaterial wurde bis auf die Arbeiten von Y.R. Hong et al. [9] und J.M. Papalia et al. [54] ausnahmslos Aluminium verwendet. Auffällig ist weiterhin, dass nur in wenigen Arbeiten die optische Funktion bis hin zu den typischen Wellenlängen 248 nm oder 193 nm bestimmt wurde. Ausschließlich mit dem Design von Drahtgitterpolarisatoren für den UV-Spektral-

bereich beschäftigen sich Z.Y. Yang et al. [58] und F. Meng et al. [59], wobei in [58] Aluminium als geeignetes Gittermaterial im Vergleich zu Gold, Silber und Chrom bestimmt wird und in [59] zusätzlich der Einfluss der Oxidation von Aluminium in einer Sauerstoffatmosphäre diskutiert wird. Die Herstellung von Aluminiumgittern mit 100 nm Periode auf der Basis von Imprintlithographie wird 2005 von S.-W. Ahn et al. und K.-D. Lee et al. gezeigt, die optische Funktion wurde aber lediglich bei einer Wellenlänge von 450 nm mit einem Kontrast von 2000 und einer Transmission von 85% bestimmt [3, 53]. Um 2007 wurden von L. Chen et al. und J.J. Wang et al. zwei Wege für die Herstellung von Aluminiumgittern mit 118 nm und 148 nm Periode auf der Basis von Interferenz- und Imprintlithographie vorgestellt, zum einen durch die Schrägbeschichtung von Polymergitterstrukturen mit Aluminium [51, 52] und zum anderen durch die direkte Übertragung einer Resistmaske in das Aluminium [6, 57] ähnlich wie in [3]. Die optische Funktion wurde hierbei nur in [6] bis in den UV-Bereich zu einer Wellenlänge von 266 nm ermittelt, wobei eine Transmission von 65% und ein Kontrast von 200 gemessen wurde. Durch die Reduzierung der Gitterperiode auf lediglich 33 nm mittels Diblock-Copolymer-Lithographie wird in den Arbeiten [9], [54] und [8] auf der Basis von Aluminium- und Siliziumstrukturen angestrebt, die Anwendungswellenlänge auf 193 nm zu senken. Die gemessene optische Funktion eines Siliziumgitters in [9] bei einer Wellenlänge von 193 nm entspricht einem Kontrast von lediglich 2 und einer Transmission von unter 10%. Ein anderer Ansatz für einen Drahtgitterpolarisator auf Basis des inversen Polarisationsseffektes [61, 62] wird 2011 von G.G. Kang et al. [7] gezeigt. Hierbei ist lokal die Transmission für TE-polarisiertes Licht höher als für TM-polarisiertes Licht. Die optische Funktion des Aluminiumgitters bei 193 nm wird mit einem Polarisationskontrast von etwa 45 bei einer Transmission von 35% angegeben. Die optischen Eigenschaften sind hierbei sehr stark von den geometrischen Parametern abhängig und ähnlich den dielektrischen Gitterpolarisatoren auf eine spektrale Bandbreite von etwa 20 nm beschränkt. Ein Überblick über die REM-Aufnahmen und Messwerte der wichtigsten Veröffentlichungen zu UV-Polarisatoren ist in Abbildung 2.1 dargestellt.



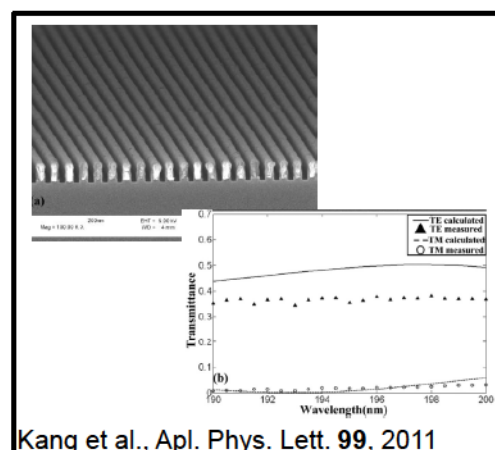
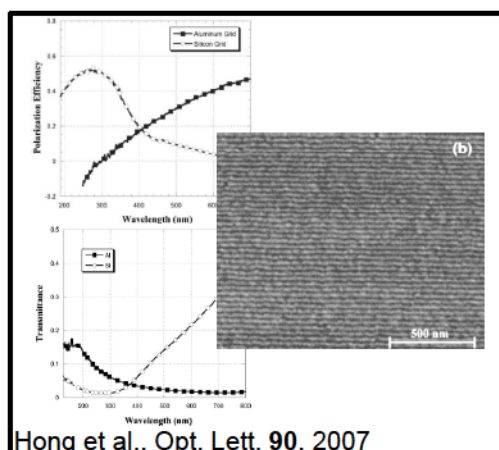
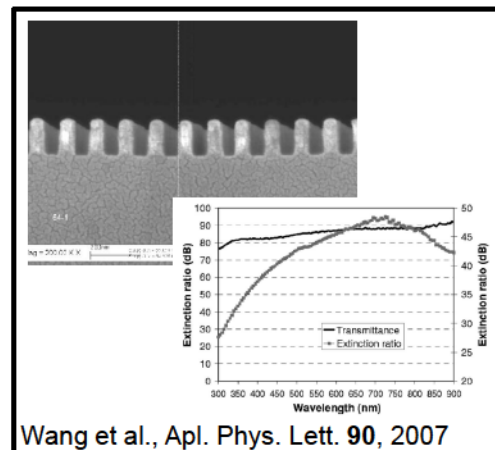
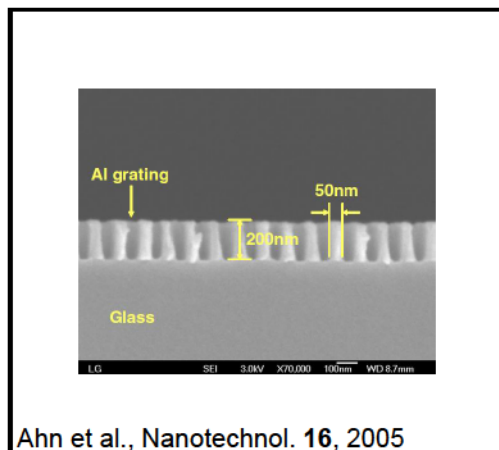


Abb. 2.1: Überblick über die wichtigsten Veröffentlichung für UV-Polarisatoren, siehe auch in [3, 6, 7, 9].

## 2.3 Einordnung der eigenen Arbeiten

Ziel dieser Arbeit ist es alternative und über den Stand der Technik hinausgehende Konzepte und Technologien zu entwickeln, die die breitbandige Polarisation von Licht mit Drahtgitterpolarisatoren im UV-Spektralbereich bis zu Wellenlängen von 193 nm ermöglichen. Neben der Simulation der optischen Eigenschaften steht die Herstellung dieser Drahtgitterpolarisatoren im Vordergrund.

Ein wichtiger Aspekt dieser Arbeit ist es, Drahtgitterpolarisatoren für UV-Anwendungen zu designen und bis in den Wellenlängenbereich der Zielwellenlänge zu charakterisieren, da es in der Literatur nur wenige Messwerte für Wellenlängen unter 300 nm gibt. Gleichzeitig soll dabei für das oxidationsinstabile Gittermaterial Aluminium eine möglichst oxidationsstabile Alternative mit äquivalenten optischen Eigenschaften gefunden und deren Stabilität im Vergleich zu Aluminium gezeigt werden. Neben den Metallen als Gittermaterial sollen im Rahmen der Arbeit auch erstmals gezielt die optischen Eigenschaften von Halbleitermaterialien und ihr Potenzial als Gittermaterial für Drahtgitterpolarisatoren untersucht werden. Weiterhin gibt es in der Literatur noch keine zufriedenstellende Lösung für einen breitbandigen Polarisator mit einer spektralen Funktion bis zu einer Wellenlänge von 193 nm. Diese Wellenlänge hat in den letzten Jahren im Bereich der Halbleitertechnologie eine große Bedeutung eingenommen. Daher wird für diesen Wellenlängenbereich ebenfalls eine Lösung im Bereich der Metalle und Halbleiter gesucht. Zur Verifizierung der theoretischen Überlegungen bezüglich des Gitterdesigns und der Gittermaterialien ist es notwendig ein Herstellungsverfahren zu etablieren, das die Fertigung von hochfrequenten Gitterstrukturen aus unterschiedlichen Materialien ermöglicht. Dafür wurde das aus der Halbleitertechnologie bekannte Double-Patterning-Verfahren erstmals erfolgreich für die Herstellung von optischen Gitterstrukturen angewendet und dabei auch dessen Einfluss auf die optische Funktion der hergestellten Drahtgitterpolarisatoren untersucht.

# 3 Grundlegende Konzepte und Methoden

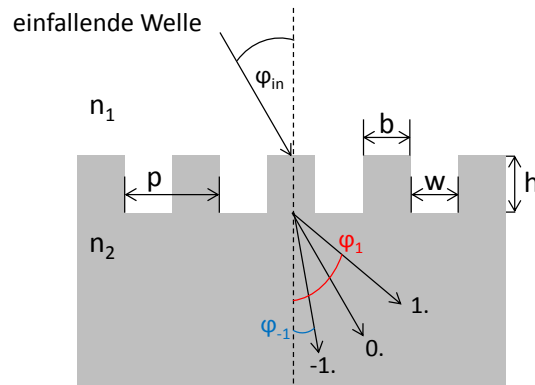
*In diesem Kapitel werden Konzepte und Methoden, die der Wirkungsweise von Drahtgitterpolarisatoren zu Grunde liegen sowie wichtig für deren Herstellung und Charakterisierung sind, vorgestellt.*

## 3.1 Polarisation von Licht mittels Drahtgitterpolarisatoren

### 3.1.1 Beugung am Gitter

Als Beugungsgitter bezeichnet man optische Elemente mit einer periodischen Struktur, den Gitterstegen, an denen das einfallende Licht gebeugt wird. Eine wie in Abbildung 3.1 dargestellte Gitterstruktur wird geometrisch durch die Größen Gitterperiode  $p$ , Steghöhe  $h$ , Stegbreite  $b$  und Grabenbreite  $w$  definiert. Häufig wird auch die Bezeichnung Füllfaktor (FF) verwendet, die das Verhältnis von Stegbreite zu Periode angibt.

Ein wesentliches Merkmal des Beugungsgitters ist dessen Gitterperiode. Die Gitterperiode entscheidet abhängig von der Wellenlänge des eingestrahnten Lichts über Anzahl und Abstrahlwinkel der entstandenen Beugungsordnungen. Neben der 0. Beugungsordnung, die nicht abgelenkt wird und immer propagiert, können so symmetrische Beugungsordnungen erzeugt werden. Eine schematische Darstellung der



**Abb. 3.1:** Schematische Darstellung der 0. und  $\pm 1$ . transmittierten Beugungsordnung an einer Gitterstruktur.

Beugung am Gitter ist in Abbildung 3.1 anhand der 0. und  $\pm 1$ . Beugungsordnung in Transmission dargestellt. Beugungsordnungen in Reflexion treten im gleichen Maße auf, sollen aber im Rahmen dieser Arbeit nicht näher betrachtet werden. Das Beugungsverhalten am Gitter wird numerisch durch die Gittergleichung

$$n_2 \cdot \sin\varphi_m - n_1 \cdot \sin\varphi_{in} = \frac{m \cdot \lambda}{p} \quad (3.1)$$

beschrieben, wobei  $n_1$  und  $n_2$  die Brechzahlen von Umgebungsmedium und Substrat,  $\varphi_{in}$  und  $\varphi_m$  den Einfallswinkel des Lichts und den Beugungswinkel der  $m$ -ten Beugungsordnung sowie  $\lambda$  die Wellenlänge des eingestrahlteten Lichtes und  $p$  die Gitterperiode repräsentieren. Durch geeignete Wahl der Gitterperiode lassen sich alle Beugungsordnungen außer der 0. Ordnung auslöschen, so dass ein sogenanntes Zero-Order-Gitter mit nur einer propagierenden Beugungsordnung entsteht. Die Bedingung für ein Zero-Order-Gitter bei senkrechtem Lichteinfall ist:

$$p < \frac{\lambda}{n_2}. \quad (3.2)$$

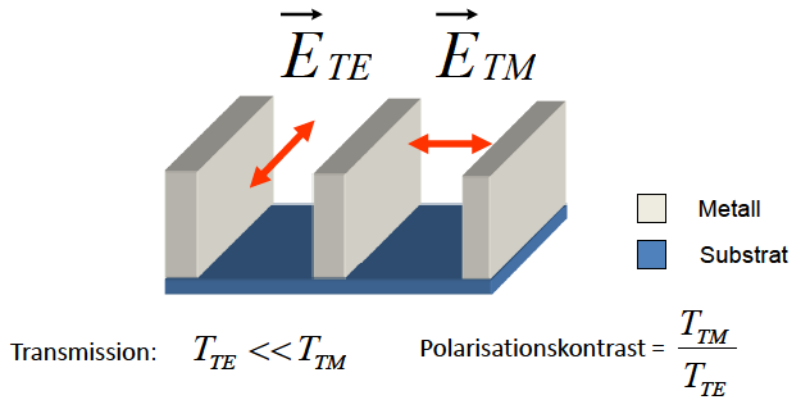
Für schrägen Lichteinfall mit dem Winkel  $\varphi_{in}$  gilt für ein Zero-Order-Gitter:

$$p < \frac{\lambda}{n_1 \cdot \sin\varphi_{in} + n_2}. \tag{3.3}$$

Die Bedingung an die Gitterperiode für ein Zero-Order-Gitter bei schrägem Lichteinfall ist somit deutlich schärfer als für senkrechten Lichteinfall. Neben der Gitterperiode haben der Einfallswinkel und die Brechzahlen von Umgebungsmedium und Substrat einen Einfluss auf die Zero-Order-Bedingung [63]. Solche Zero-Order Gitter können im Rahmen der Effektiven-Medium-Theorie beschrieben werden [64].

### 3.1.2 Funktionsweise eines Drahtgitterpolarisators

Ein Drahtgitterpolarisator besteht aus einer periodischen Anordnung von leitfähigen Gitterstegen auf einem im gewählten Spektralbereich transparenten Substrat (siehe Abbildung 3.2). Um eine möglichst hohe Effizienz zu erzielen werden hier sogenann-



**Abb. 3.2:** Schematische Darstellung eines Drahtgitterpolarisators und Darstellung der Richtung des elektrischen Feldvektors für TE- und TM-Polarisation.

te Zero-Order-Gitter verwendet, bei denen nach den Gleichungen 3.2 und 3.3 die Gitterperiode kleiner als die Beleuchtungswellenlänge ist. Drahtgitterpolarisatoren zeichnen sich durch ein optisch anisotropes Verhalten aus, wobei die Transmission für einfallendes Licht mit dem elektrischen Feldvektor senkrecht zu den Gitterstegen (TM<sup>1</sup>-Polarisation) größer als für Licht mit dem elektrischen Feldvektor parallel zu

<sup>1</sup>TM ist die Abkürzung für transversal-magnetisch

den Gitterstegen (TE<sup>2</sup>-Polarisation) ist. Die optischen Eigenschaften werden dabei wesentlich durch die Transmission für TM-polarisiertes ( $T_{TM}$ ) Licht und den Polarisationskontrast, der als das Verhältnis von TM-Transmission zu TE-Transmission definiert ist, charakterisiert, wobei im Idealfall beide Werte so hoch wie möglich sein sollten. Für die Erklärung der optischen Funktion gibt es verschiedene Ansätze, auf die im Folgenden näher eingegangen werden soll.

### **Beschreibung als doppelbrechendes Medium - Effektive-Medium-Theorie**

P. Yeh hat 1987 das optische Verhalten eines Drahtgitterpolarisators unter der Bedingung, dass die Gitterperiode hinreichend klein gegenüber der Lichtwellenlänge ist um Beugungsordnungen zu vermeiden, durch das Verhalten einer homogenen doppelbrechenden Schicht beschrieben, für die sich unterschiedliche Brechzahlen für den Fall von TE- und TM-Polarisation ergeben [28]. Die so bestimmten ordentlichen und außerordentlichen Brechzahlen sind von den Parametern Gitterperiode und Stegbreite sowie den Brechzahlen von Gittermaterial und umgebendem Medium abhängig. P. Lalanne und M. Hutley haben 2003 Bedingungen für die Gültigkeit der Beschreibung eines Subwellenlängengitters durch eine künstliche Schicht mit einer effektiven Brechzahl im Rahmen der Effektiven-Medien-Theorie aufgestellt. Sie beschreiben das Verhalten eines Drahtgitterpolarisators als das einer leitenden reflektierenden Schicht im Falle von TE-Polarisation und das einer dielektrischen transmittierenden Schicht für TM-Polarisation [65]. Das gleiche Ergebnis wird in [66] anhand des berechneten Real- und Imaginärteils der effektiven Brechzahl erzielt, wobei der Imaginärteil der effektiven Brechzahl für TE-Polarisation sehr hoch (hohe Reflektivität) und für TM-Polarisation nahezu Null ist (geringe Transmissionsverluste).

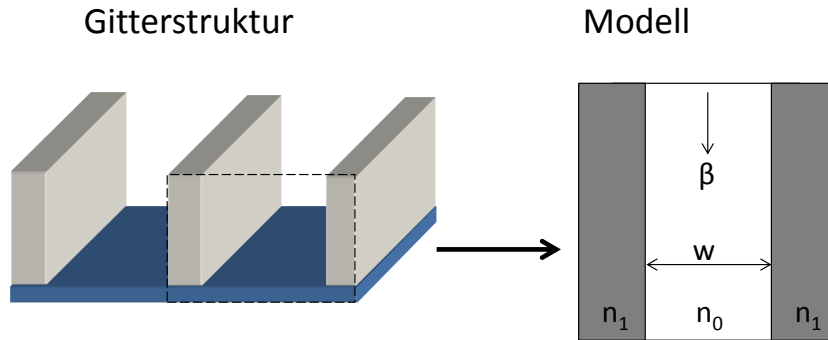
### **Beschreibung als Wellenleiter - Modale Beschreibung**

Eine weitere Möglichkeit zur Beschreibung eines Drahtgitterpolarisators bietet das Wellenleitermodell. Zwei metallische Gitterstege, getrennt vom Gittergraben der

---

<sup>2</sup>TE ist die Abkürzung für transversal-elektrisch

Breite  $w$ , bilden wie in Abbildung 3.3 dargestellt in dieser Beschreibung eine Einheitszelle, die in Propagationsrichtung unendlich ausgedehnt ist. Die Gittermode



**Abb. 3.3:** Wellenleitermodell zur Beschreibung eines Drahtgitterpolarisators nach [27]. Die Propagationsrichtung ist durch den Pfeil über der Propagationskonstanten  $\beta$  gekennzeichnet.

wird hier zwischen den metallischen Stegen geführt. Nach [27] bilden sich unter der Annahme, dass das Metall ein perfekter Leiter ist, in dieser Konfiguration für TE- und TM-Moden unterschiedliche Propagationskonstanten  $\beta_m$  aus. Für die Modenzahlen  $m = 1, 2, 3 \dots$  ergibt sich nach [27] für TE-Polarisation

$$\beta_m = \sqrt{k_0^2 n_0^2 - \frac{m^2 \pi^2}{w^2}} \quad (3.4)$$

und für TM-Polarisation

$$\beta_1 = k_0 n_0, \beta_m = \sqrt{k_0^2 n_0^2 - \frac{(m-1)^2 \pi^2}{w^2}}, \quad (3.5)$$

wobei  $n_0$  die Brechzahl des Umgebungsmediums und  $k_0 = 2\pi/\lambda$  ist. Für den Fall der TM-Polarisation existiert immer mindestens eine reelle Propagationskonstante, d.h. eine Mode ist propagationsfähig, während für TE-Polarisation unter der Bedingung

$$w \leq \frac{\lambda}{2 \cdot n_0} \quad (3.6)$$

nur eine imaginäre Propagationskonstante für bestimmte Grabenbreiten  $w$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  des einfallenden Lichts und der Brechzahl des Umgebungsmediums  $n_0$  existiert und somit keine Mode propagationsfähig ist. In diesem Fall spricht man von einem Cut-Off und die Mode im Gittergraben ist evaneszent, so dass die Transmission für TE-polarisiertes Licht deutlich geringer als für TM-polarisiertes Licht ist [67]. Die Größe des Imaginärteils der Propagationskonstante kann als Maß für die Dämpfung der Mode angesehen werden. Damit ist es möglich, Unterschiede in der Transmission für unterschiedliche Gittermaterialien und Gittergeometrien zu erklären [27, 68].

Einen ähnlichen Ansatz zeigt A. Tishchenko 2005, indem er für die Funktion eines Drahtgitterpolarisators eine modale Erklärung liefert [69]. Hierbei kann elektromagnetische Energie in einem Gitter nur in Form einer Gittermode propagieren. Für TM-Polarisation existiert immer eine propagierende Gittermode, während für TE-Polarisation eine bereits in Gleichung 3.6 beschriebene Cut-Off-Bedingung für die fundamentale Gittermode existiert.

## 3.2 Optische Eigenschaften von Metallen

Die optischen Eigenschaften eines Drahtgitterpolarisators und dessen spektraler Anwendungsbereich werden maßgeblich durch die Eigenschaften des verwendeten Metalls bestimmt. Die Wechselwirkung eines Elektronengases mit einfallender elektromagnetischer Strahlung der Frequenz  $\omega$  kann durch das Drude-Lorentz-Modell beschrieben werden [70]. Hierbei bewegen sich freie Elektronen der Konzentration  $N$  gegenüber den positiven festen Atomrümpfen, wobei es durch Stöße zu einer Dämpfung  $\gamma$  kommt. Die Dämpfungskonstante  $\gamma$  ist durch den Reziprokwert der Elektronenrelaxationszeit  $\tau$  definiert. Die resultierende dielektrische Funktion  $\epsilon$  für das Elektronengas im Drude-Modell ergibt sich als

$$\epsilon(\omega)_{Drude} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (3.7)$$



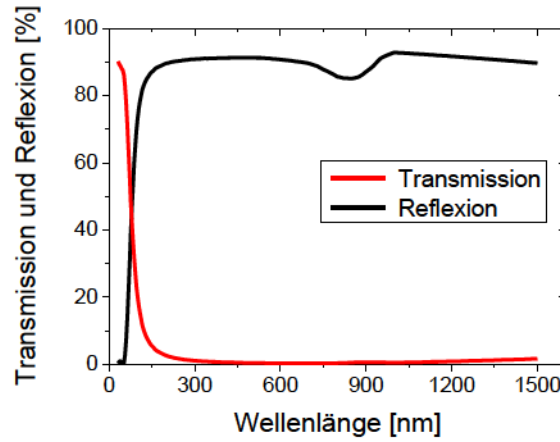


Abb. 3.4: Berechnete Transmission und Reflexion für eine 30 nm dicke Aluminiumschicht.

mit der Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0}}, \tag{3.8}$$

mit der Ladungsträgerdichte  $N$ , der Elementarladung  $e$ , der elektrischen Feldkonstanten  $\epsilon_0$  und der Elektronenmasse  $m_0$ . Für die Annahme eines leicht gedämpften Systems mit  $\gamma \ll \omega$  kann nach [70] Gleichung 3.7 zu

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{3.9}$$

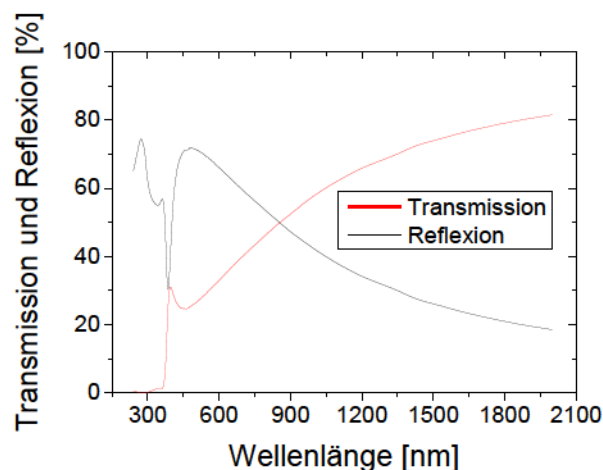
vereinfacht werden. Dabei wird ersichtlich, dass  $\epsilon(\omega)$  für den Fall  $\omega_p < \omega$  positiv und für den Fall  $\omega_p > \omega$  negativ ist.

Daraus ergibt sich für negative  $\epsilon(\omega)$  eine hohe Reflektivität für das Metall und für positive  $\epsilon(\omega)$  eine Reflektivität nahe 0. Somit dient im Drudemodell die Plasmafrequenz als Parameter, der den Übergang von hoher Reflexion im sichtbaren Spektralbereich und Transparenz im UV-Bereich beschreibt. Die Plasmafrequenzen von typischen Metallen sind in Abschnitt 4.1 in Tabelle 4.1 aufgelistet. Abbildung 3.4 zeigt die berechnete Transmission und Reflexion einer 30 nm dicken Aluminiumschicht, wo deutlich der Übergang von einem reflektierenden zu einem transmittierenden Material im UV-Bereich zu erkennen ist. Die Plasmafrequenz von Aluminium liegt bei

etwa 15 eV (etwa 80 nm) [71]. Nicht für alle Metalle ist die so genannte Plasmakante so deutlich wie in Abbildung 3.4 zu erkennen. Oftmals kommt es zur Überlagerung der Plasmakante mit Bandübergängen. Neben dem Einfluss der Plasmafrequenz ist in Abbildung 3.4 zwischen 800 nm und 900 nm ein Einbruch der Reflexion zu erkennen, der nicht mit dem Drude-Modell beschrieben werden kann. Hierfür müssen die Interbandübergänge des Metalls in Betracht gezogen werden, bei denen ein Photon geeigneter Energie absorbiert wird, um ein Elektron auf ein höheres Niveau zu heben. Der Interbandübergang von Aluminium liegt bei 1,5 eV [72].

### 3.3 Optische Eigenschaften von Halbleitern

Neben den Metallen zeigen Halbleiter aufgrund ihrer optischen Eigenschaften ebenfalls das Potenzial für die Verwendung als Gittermaterial für Drahtgitterpolarisatoren. Das spektrale Verhalten von Transmission und Reflexion unterscheidet sich jedoch grundlegend von dem der Metalle und ist beispielhaft in Abbildung 3.5 für kristallines Silizium dargestellt. Ähnlich wie für die Metalle kann auch für Halb-

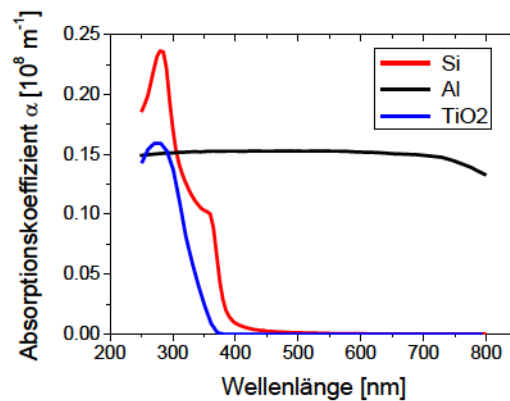


**Abb. 3.5:** Berechnete Transmission und Reflexion für eine 30 nm dicke kristalline Siliziumschicht.

leiter nach Gleichung 3.8 eine Plasmafrequenz berechnet werden. Für Silizium mit einer typischen Ladungsträgerdichte  $N$  von  $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  [73] liegt diese im fernen

Infrarotbereich. Aluminium hat vergleichsweise mit einer Plasmafrequenz im UV-Bereich eine Ladungsträgerkonzentration von  $1,8 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ . Dementsprechend zeigt Silizium um eine Wellenlänge von 2000 nm in Abbildung 3.5 eine hohe Transmission und eine niedrige Reflexion. Ein erneuter Anstieg der Reflexion kann erst für Wellenlängen unterhalb der Bandlücke von 1,1 eV (1127 nm) beobachtet werden. Dabei können Elektronen in das Leitungsband gehoben werden und es entstehen Elektronen-Loch-Paare. Weiterhin zeigt die Reflexion zwei charakteristische Maxima bei im UV-Bereich liegenden direkten Bandübergängen.

Ein weiterer Parameter zur Beschreibung des optischen Verhaltens eines Halbleiters ist der Absorptionskoeffizient  $\alpha$ . Abbildung 3.6 zeigt das spektrale Verhalten des Absorptionskoeffizienten der Halbleiter Silizium (Si) und Titandioxid (TiO<sub>2</sub>) im Vergleich zum Metall Aluminium (Al). Der Absorptionskoeffizient beschreibt



**Abb. 3.6:** Absorptionskoeffizienten der Halbleiter Silizium und Titandioxid sowie des Metalls Aluminium in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

nach [74] die Abnahme der Energiedichte  $w$  einer Welle, die sich in  $z$ -Richtung im Material ausbreitet als

$$w(z) = w_0 \cdot e^{-\alpha z}, \tag{3.10}$$

wobei der Absorptionskoeffizient durch

$$\alpha = \frac{4\pi \cdot k}{\lambda} \tag{3.11}$$

definiert ist und  $k$  den Imaginärteil der Brechzahl repräsentiert. Gegenüber den Metallen zeigen die Halbleiter keinen gleichmäßig hohen Absorptionskoeffizient über einen größeren Wellenlängenbereich, sondern diskrete Maxima. Im Halbleiter sind Valenz- und Leitungsband um den Energiebetrag  $E_g$ , die Bandlücke, voneinander getrennt. Nur Lichtquanten mit mindestens dieser Energie können absorbiert werden und ein Elektron in das Leitungsband heben. Diese Bandübergänge bestimmen die optischen Eigenschaften der Halbleiter vom IR- bis in den UV-Spektralbereich [75, 76]. Halbleiter unterscheidet man nach der Art ihrer Bandlücken in direkte und indirekte Halbleiter. Eine Übersicht hierfür ist in [77] gegeben. Silizium ist ein indirekter Halbleiter mit einer Bandlücke von etwa 1,1 eV. Abbildung 3.6 zeigt aber zwei deutliche Maxima des Absorptionskoeffizienten bei 3,5 eV und 4,3 eV. Der Absorptionskoeffizient bei der indirekten Bandlücke ist über zwei Größenordnungen kleiner als bei den zwei direkten Bandübergängen bei 370 nm (3,5 eV) und 300 nm (4,3 eV), die das Absorptionsverhalten dominieren [70]. Durch dieses lokale Absorptionsvermögen der Halbleiter im UV-Bereich haben sie das Potenzial für die Verwendung als Gittermaterial für Drahtgitterpolarisatoren. Der spektrale Anwendungsbereich ist jedoch im Vergleich zu den Metallen begrenzt.

### 3.4 Simulation der optischen Eigenschaften

Die Auswahl geeigneter geometrischer Strukturparameter für Drahtgitterpolarisatoren erfordert die Simulation der optischen Eigenschaften. Die Berechnung der optischen Funktion von in dieser Arbeit diskutierten diffraktiven optischen Elementen bedarf einen auf der Lösung der Maxwell'schen Gleichungen basierenden numerische Algorithmus. Beispiele solcher rigorosen Methoden sind die Finite-Elemente-Methode (FEM), die Finite-Differenzen-Methode (FDTD<sup>3</sup>) oder die Rigorose Analyse gekoppelter Wellen (RCWA<sup>4</sup>) [78]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden das Programm Grating Solver [79] und eine von F. Fuchs (Fraun-

<sup>3</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Finite Difference Time Domain

<sup>4</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Rigorous Coupled Wave Approach

hofer IOF, Jena) zur Verfügung gestellte Software, die auf der RCWA-Methode basieren, zur Simulation der optischen Funktion der Gitterstrukturen genutzt. Die RCWA-Methode ermöglicht hierbei durch die Lösung der Maxwell'schen Gleichungen im Fourier-Raum die Berechnung des Nah- und Fernfeldes für binäre periodische Strukturen [80–82]. Komplexere Gittergeometrien wie zum Beispiel Blazegitter oder Sinusgitter müssen durch eine Zerlegung der Zielstruktur in diskrete Schichten angenähert werden. Dabei kommt es allerdings bedingt durch die Rechenmethode zu Feldüberhöhungen an den eingefügten Kanten, die das berechnete Nahfeld im Vergleich zu einem kontinuierlichen Verlauf verfälschen [78, 83].

## 3.5 Herstellung von hochfrequenten Gitterstrukturen

Nach Berechnung und Festlegung der geometrischen Zielparame-ter stehen zur Herstellung von Drahtgitterpolarisatoren mit Strukturgrößen kleiner 100 nm Methoden der Nanotechnologie zur Verfügung. Unterteilen kann man diese in die Gruppen Lithographie, Ätztechnik und Beschichtungstechnik. Über die für die vorliegende Arbeit wichtigen Verfahren und Methoden wird im Folgenden eine Übersicht gegeben.

### 3.5.1 Strukturzeugung durch Lithographie

Unter dem Begriff Lithographie versteht man einen Prozess, bei dem ein Muster in eine sensitive Schicht, den Resist, übertragen wird und durch den anschließenden Entwicklungsschritt ein 3-dimensionales Reliefbild des Musters entsteht [84]. Ein Resist ist dabei ein Polymer, bei dem es durch die Belichtung zu einer lokalen Änderung der Löslichkeit in einem Entwickler kommt. Wenn sich im Entwickler die belichteten Bereiche herauslösen lassen, spricht man von einem Positivresist und im entgegengesetzten Fall von einem Negativresist. Lithographieverfahren unterscheidet man nach der Art der Belichtung. Diese kann zum Beispiel durch Photonen (Optische Lithographie) oder Elektronen (Elektronenstrahlolithographie) erfolgen. Eine große

Herausforderung der Lithographie ist die Erzeugung von immer kleineren Strukturen für die Mikroelektronik sowie für die Mikro- und Nanooptik [85].

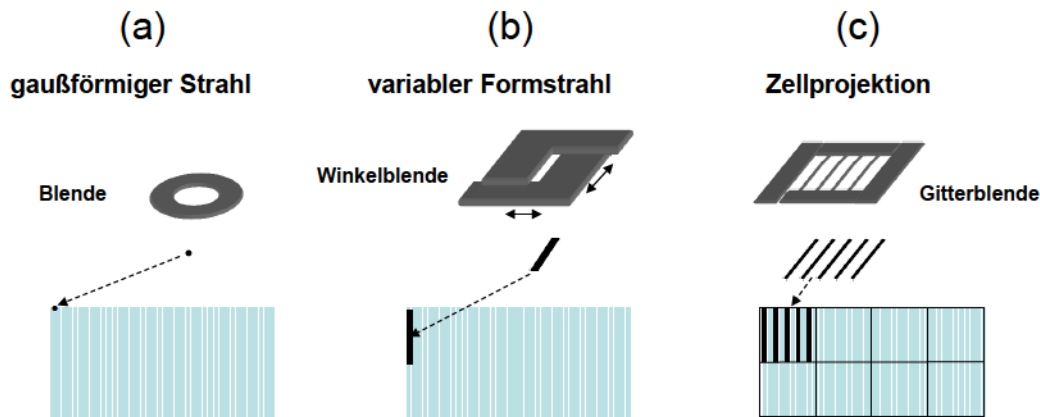
Beispiele für die optische Lithographie sind die Photolithographie [86–88] und die Interferenzlithographie [89–91], deren Auflösung maßgeblich durch die Beleuchtungswellenlänge und den Aufbau des Lithographiesystems bestimmt ist. Weiterhin bietet die Imprintlithographie die Möglichkeit eine Gitterstruktur durch einen vorstrukturierten Stempel in eine Polymerschicht abzuformen, wobei der Stempel die Auflösung bestimmt [53, 92–94]. Im Rahmen der Arbeit kam lediglich die Elektronenstrahlolithographie zum Einsatz, die im Folgenden näher beschrieben werden soll.

### **Elektronenstrahlolithographie**

Im Vergleich zur optischen Lithographie ist in der Elektronenstrahlolithographie nicht die Wellenlänge der eingebrachten Strahlung für die Begrenzung der Auflösung verantwortlich, sondern vielmehr sind es Faktoren wie der Strahldurchmesser, der verwendete Resist, Wechselwirkungen und Streuprozesse der Elektronen im Resist oder der Entwicklungsprozess [95]. Die Wellenlänge eines Elektrons, auch als De-Broglie-Wellenlänge bekannt, liegt weit unterhalb der Beleuchtungswellenlänge von optischen Lithographieverfahren. In einem Elektronenstrahlbelichtungsgerät werden Elektronen in einer Elektronenquelle generiert, anschließend beschleunigt und durch Elektronenoptiken abgelenkt und auf die Probe fokussiert. Die Belichtung mit dem Elektronenstrahl kann im wesentlichen durch die drei in Abbildung 3.7 dargestellten Belichtungsverfahren erfolgen. Bei der Punktbelichtung mit einem gaußschen Strahl (siehe Abbildung 3.7 (a)) können Linienbreiten von kleiner 10 nm erreicht werden [96]. Diese Belichtung bietet ein hohes Maß an Flexibilität bezüglich Auflösung und Profilform, ist aber sehr zeitaufwendig und deshalb auf kleine Flächen beschränkt. Um die Effizienz der Elektronenstrahlolithographie zu erhöhen, kann ein variabler Formstrahl<sup>5</sup> verwendet werden (siehe Abbildung 3.7 (b)) oder mit der Zellprojektion ein vorstrukturiertes Feld abgebildet werden (siehe Abbildung 3.7 (c)) [97–99].

---

<sup>5</sup>im engl.: variable shaped beam



**Abb. 3.7:** Schematische Darstellung der Belichtungsverfahren (a) Punktbelichtung, (b) Belichtung mit dem Formstrahl sowie (c) der Zellprojektion am Beispiel einer Gitterstruktur.

Bei der Zellprojektion ist die Schreibzeit lediglich von der Größe des zu belichtenden Feldes und der Belichtungs dosis abhängig und nicht von der Strukturgröße, so dass effektiv hochfrequente Gitterstrukturen belichtet werden können. Durch die hohe Auflösung und große Flexibilität der Elektronenstrahl lithographie gibt es eine Vielzahl von Applikationen für optische Elemente wie zum Beispiel Gitter, Mikrolinsen oder computergenerierte Hologramme [100–103]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit stand eine Vistec SB 350 OS Elektronenstrahlbelichtungsanlage zur Verfügung, in dem die diskutierten Belichtungsstrategien implementiert sind.

### 3.5.2 Strukturübertragung durch Trockenätzen

Bei den Verfahren zur Übertragung der lithographisch erzeugten Struktur unterscheidet man prinzipiell in additive und subtraktive Verfahren der Strukturübertragung. Bei additiven Verfahren kommt es zur lokalen Ablagerung von funktionellem Material auf dem Substrat, dass durch einen Lithographieprozess maskiert ist. Dazu zählt beispielsweise, auch für die Herstellung von optischen Nanostrukturen, das Lift-Off-Verfahren [104, 105]. Durch prozessbedingte Limitierungen der additiven Verfahren haben subtraktive Verfahren eine größere Verbreitung in der Mikrotechnologie [106]. Im Rahmen dieser Arbeit kommen zur Herstellung von Drahtgitterpolarisa-

toren ausschließlich subtraktive Verfahren, also Ätzverfahren, zur Anwendung. Hierbei wird funktionelles Material aus nicht maskierten Bereichen herausgelöst. Man unterscheidet dabei prinzipiell zwischen Nass- und Trockenätzverfahren. Für die Herstellung von Drahtgitterpolarisatoren kamen ausschließlich Trockenätzverfahren zur Anwendung, bei denen man zwischen Ionenstrahl- und Plasmaätzen unterscheidet. Auf die für die Probenherstellung relevanten Verfahren wird im Folgenden genauer eingegangen. Wichtige Parameter zur Beschreibung eines Ätzprozesses sind die Ätzrate und die Selektivität. Die Ätzrate ist der Quotient aus Ätztiefe und Zeit, während die Selektivität das Ätzratenverhältnis zweier unterschiedlicher Materialien ist. Die zur Herstellung der Polarisatoren verwendeten Ätzanlagen waren eine Oxford Ionfab 300 zum Ionenstrahlätzen, sowie die Anlagen Sentech SI 500 beziehungsweise 591 zum ICP- und RIE-Ätzen.

### **Ionenstrahlätzen (IBE) und Reaktives Ionenstrahlätzen (RIBE)**

Beim Ionenstrahlätzen kommt es an der Probenoberfläche zum physikalischen Materialabtrag durch energiereiche inerte Ionen, in der Regel Argonionen. Die Methode ist durch eine hohen Ätzrate und eine geringe Selektivität gekennzeichnet. Weiterhin weist der IBE<sup>6</sup>-Prozess eine hohe Anisotropie des Materialabtrages auf. Fügt man zum inerten Gas bei der Ionenerzeugung ein reaktives Gas hinzu, führt dies zum zusätzlichen chemischen Abtrag auf der Probenoberfläche und einem Anstieg von Selektivität und Ätzrate. In diesem Fall spricht man vom reaktiven Ionenstrahlätzen (RIBE<sup>7</sup>). Mit diesen Prozessen lassen sich zum Beispiel optische Gitterstrukturen in Quarzglas herstellen [107–109].

### **Reaktives Ionenätzen (RIE / ICP)**

Das reaktive Ionenätzen (RIE<sup>8</sup>) zählt zu den Plasmaätzverfahren. Hierbei kommt es in einem Parallelplattenreaktor zur Kombination aus physikalischem und chemi-

---

<sup>6</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Ion Beam Etching

<sup>7</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Reactive Ion Beam Etching

<sup>8</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Reactive Ion Etching



schem Materialabtrag, der die Eigenschaften des reinen Plasmaätzens (hohe Selektivität) und des Sputterätzens (hohe Ätzrate) kombiniert [110]. Durch das Anlegen eines zusätzlichen magnetischen Wechselfeldes kann in einem ICP<sup>9</sup>-Ätzprozess zusätzlich die Ätzrate erhöht und die Isotropie des Prozesses eingestellt werden. Das Plasmaätzen ist zur Strukturierung von metallischen Hartmasken und zum Tiefätzen von Silizium weit verbreitet [111–114].

### 3.5.3 Beschichtungstechniken

Für die Herstellung von optischen Nanostrukturen sind Beschichtungsprozesse notwendig, um Materialien als Schicht zur späteren Strukturierung auf das Substrat aufzubringen oder vorstrukturierte Oberflächen zu funktionalisieren. Neben den durch das Verfahren beeinflussten optischen Eigenschaften der Schicht spielen die Verfügbarkeit geeigneter Beschichtungsprozesse und Materialien sowie die Schichtausbildung an strukturierten Oberflächen bei der Verfahrensauswahl eine wichtige Rolle. Bei der Vakuumbeschichtung kondensiert prinzipiell ein Material aus der Gasphase auf der Substratoberfläche. Abhängig vom Mechanismus unterscheidet man Beschichtungsverfahren in physikalische (PVD<sup>10</sup>) und chemische Gasphasenabscheidung (CVD<sup>11</sup>). Im Rahmen der Arbeit stand zur Ionenstrahlabscheidung die Anlage Oxford Ionfab 300, zur Verdampfung die Anlage V 700 der Firma Vacom sowie zur ALD-Beschichtung die Geräte Beneq TFS 200 und Oxford OpAl.

#### PVD-Verfahren

Bei den PVD-Beschichtungsverfahren wird ein Material durch physikalische Prozesse, wie den Beschuss mit energiereichen Teilchen (Sputtern, Ionenstrahlbeschichtung) oder hohe Temperaturen (thermisches Verdampfen, Elektronenstrahlverdampfen) in die Gasphase überführt, um anschließend auf der Substratoberfläche zu kondensieren [115]. Das sich ablagernde Material kann sich nur an Oberflächen ansam-

---

<sup>9</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Inductively Coupled Plasma

<sup>10</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Physical Vapour Deposition

<sup>11</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Chemical Vapour Deposition

meln, die in direktem Sichtkontakt mit dem Teilchenstrom stehen. Durch Rotation der Probe kann ein gleichmäßiges Beschichtungsprofil erzeugt werden, allerdings können aus geometrischen Gründen auch Teile von strukturierten Oberflächen unbeschichtet bleiben oder sich durch Abschattungseffekte charakteristische Schichtdickenprofile ausbilden. Mit PVD-Verfahren kann eine Vielzahl von Materialien abgeschieden werden.

### **CVD- und ALD-Verfahren**

Im Gegensatz zu den PVD-Verfahren erfolgt bei CVD-Verfahren die Schichtbildung auf der Oberfläche des erhitzten Substrates durch eine chemische Gasphasenreaktion [116]. Dabei muss eine flüchtige Verbindung des Schichtmaterials existieren, die bei einer bestimmten Temperatur in die feste Phase übergeht. Diese Bedingungen schränken die Anwendbarkeit des Verfahrens ein. Eine weitere Besonderheit des Verfahrens ist, dass es homogene Schichten auf komplizierten Oberflächengeometrien ausbildet [115, 116]. Eine Abwandlung des CVD-Verfahrens stellt die Atomlagenabscheidung (ALD<sup>12</sup>) dar. Beim ALD-Verfahren kommt es zu einer zyklischen Abfolge von Gaseinlass- und Spülschritten, die durch Oberflächenreaktionen zu einem selbstlimitierten Schichtwachstum führen [117]. Die Ausbildung von lediglich einer Monolage des Schichtmaterials in einem Zyklus hat eine konforme Schichtausbildung und eine gute Einstellbarkeit der Schichtdicke über die Anzahl der ALD-Zyklen zur Folge [118]. Die ALD-Technologie ermöglicht das konforme Beschichten von Strukturen mit hohen Aspektverhältnissen und die Funktionalisierung von komplexen Oberflächen. Im Vergleich zu den PVD-Verfahren ist die Anzahl der verfügbaren Materialien für CVD- und ALD-Prozesse aber beschränkt.

---

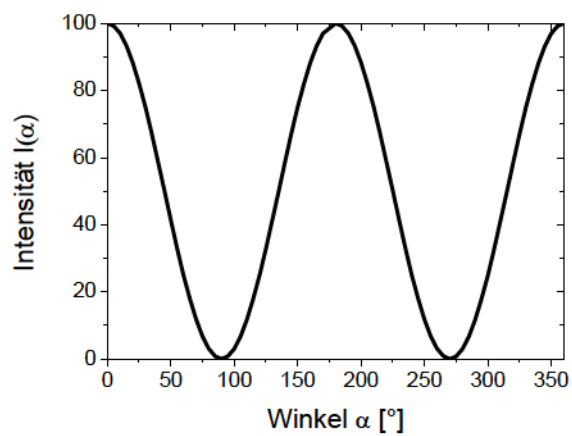
<sup>12</sup>Abkürzung aus dem Englischen für Atomic Layer Deposition

### 3.6 Charakterisierung der optischen Eigenschaften

Die Messung der optischen Eigenschaften der hergestellten Drahtgitterpolarisatoren ist für deren Bewertung von großer Wichtigkeit. Im Rahmen der Arbeit stand hierfür ein Spektralphotometer Lambda 950 der Firma Perkin Elmer zur Verfügung. Zur Verifizierung der Messergebnisse wurden weiterhin Messungen in Laseraufbauten bei diskreten Wellenlängen durchgeführt. Im Spektrometer wird der erzeugte monochromatische Strahl in einen Mess- und einen Referenzstrahl aufgeteilt. Im Messstrahl befindet sich vor der Probe ein rotierbarer Glan-Thompson-Polarisator. Für das Spektralphotometer bestehen prinzipiell zwei Messmethoden zur Auswahl, zum einen die Messung der spektralen Transmission bei festem Polarisatorwinkel und zum anderen die Messung der Transmission bei einer diskreten Wellenlänge in Abhängigkeit des Polarisatorwinkels. Die zweite Messmethode wird durch das Malussche Gesetz beschrieben, wobei zwei lineare Polarisatoren hintereinander stehen und einer um den Winkel  $\alpha$  rotiert. Die resultierende Intensität  $I(\alpha)$  hinter dem zweiten Polarisator kann nach [119] für zwei ideale Polarisatoren durch die Gleichung

$$I(\alpha) = I(0) \cdot \cos^2\alpha \quad (3.12)$$

beschrieben werden, wobei  $I(0)$  die Ausgangsintensität der verwendeten Strahlung ist. Abbildung 3.8 zeigt den theoretischen Verlauf der gemessenen Intensität  $I(\alpha)$  in Abhängigkeit des Polarisatorwinkels  $\alpha$ . Es ist zu erkennen, dass die Minima und Maxima der Kurve um  $90^\circ$  voneinander getrennt sind. Ist ein Drahtgitterpolarisator hinter dem rotierenden Polarisator zur Charakterisierung positioniert, entspricht das Maximum dem Wert für TM-Polarisation und das Minimum der TE-Polarisation. Auf diese Weise lassen sich Positionierungsungenauigkeiten zwischen der Polarisationsrichtung des Messstrahls und der Probe vermeiden. Insbesondere die Messung der TE-Transmission, die einen großen Einfluss auf den Polarisationskontrast hat, verlangt eine hohe Genauigkeit, die durch eine möglichst feine Einstellung des Polarisatorwinkels erzielt werden kann [120]. Nach der Bestimmung des exakten Polarisations-



**Abb. 3.8:** Abhängigkeit der Intensität vom Rotationswinkel des zweiten Polarisators für zwei hintereinander stehende lineare Polarisatoren nach dem Malusschen Gesetz.

torwinkels für TE- und TM-Polarisation kann dieser für die spektrale Messung der optischen Eigenschaften verwendet werden.

## 4 Betrachtungen zum Gitterdesign

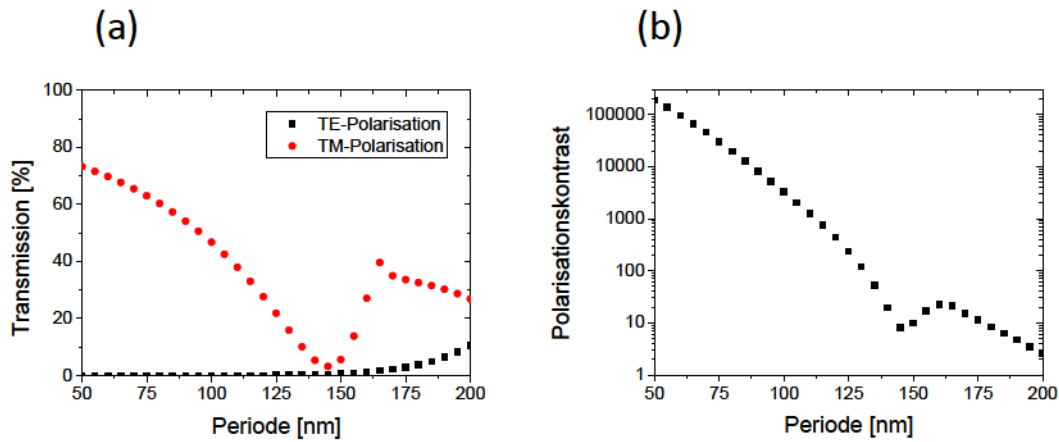
*Zur Erfüllung der optischen Funktion des Polarisators bei seiner Zielwellenlänge ist es notwendig, Gittermaterial und Strukturparameter gezielt auszuwählen. In diversen Veröffentlichungen werden diese Gesichtspunkte zumeist nur kurz behandelt, so dass in diesem Kapitel der Einfluss der einzelnen geometrischen Gitterparameter auf die optische Funktion und der Auswahlprozess geeigneter Gittermaterialien ausführlich dargestellt werden soll.*

### 4.1 Diskussion der Gittergeometrie

Für das Verständnis des optischen Verhaltens der Drahtgitterpolarisatoren ist es wichtig, den Einfluss der Gittergeometrie auf die optische Funktion zu untersuchen. Neben der Gitterperiode sind die Breite und die Höhe der Gitterstege die wichtigsten geometrischen Parameter der Gitterstruktur. Für die Untersuchungen in diesem Kapitel wird das in der Literatur am häufigsten verwendete Gittermaterial Aluminium (siehe zum Beispiel [58] und [27]) gewählt.

#### 4.1.1 Einfluss der Gitterperiode auf die optischen Eigenschaften

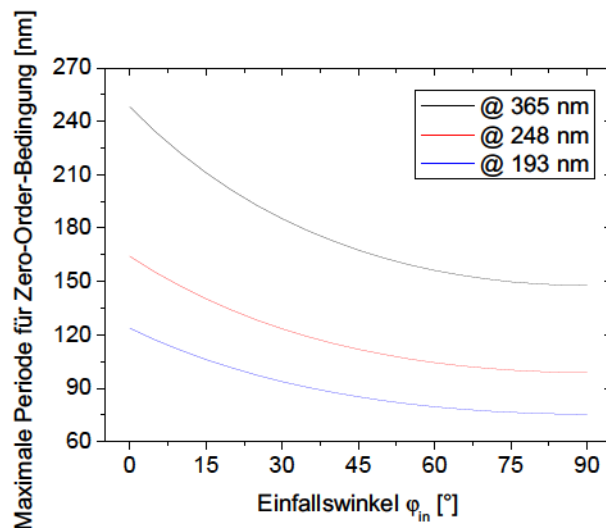
Die Gitterperiode beeinflusst wesentlich die optischen Eigenschaften eines Drahtgitterpolarisators. Aus der Literatur ist bekannt, dass für Drahtgitterpolarisatoren mit kleiner werdender Periode Transmission sowie Polarisationskontrast ansteigen und es wird in [58] für UV-Anwendungen eine Periode von 80 nm vorgeschlagen. Eine ähnliche Forderung wird in [9] aufgestellt, wonach die Periode maximal  $1/3$  der



**Abb. 4.1:** Berechnete Transmission für TE- und TM-polarisiertes Licht (a) und der berechnete Polarisationskontrast (b) für ein Aluminiumgitter mit 150 nm Steghöhe und einem Füllfaktor von 0,5 in Abhängigkeit von der Periode bei einer Wellenlänge von 248 nm.

Beleuchtungswellenlänge betragen soll. Zur Veranschaulichung dieser Forderungen wurde das Transmissionsverhalten eines Aluminiumpolarisators mit einer Steghöhe von 150 nm und einem Füllfaktor von 0,5 bei einer Wellenlänge von 248 nm in Abhängigkeit von der Gitterperiode bei senkrechtem Lichteinfall berechnet und in Abbildung 4.1 (a) dargestellt. Während die Transmission für TE-polarisiertes Licht (siehe Abbildung 4.1 (a)) exponentiell mit der Verkleinerung der Gitterperiode, und somit der Grabenbreite, sinkt, fällt die Transmission für TM-polarisiertes Licht ab einer Periode von etwa 165 nm zu einem Minimum hin ab und steigt anschließend wieder an. Bei der Gitterperiode von 164 nm liegt die erstmalig von R.W. Wood in [121] beschriebene Wood-Anomalie, die neben der Gitterperiode abhängig von Wellenlänge und Einfallswinkel ist und lediglich für Beleuchtung in TM-Polarisation beobachtet werden kann [122–124]. Hierbei handelt es sich um einen Prozess, bei dem es zur Energieumverteilung durch die Auslöschung von Beugungsordnungen (Beugungsordnungen werden evaneszent) unterhalb einer bestimmten Gitterperiode kommt [125]. Diese Grenzperiode kann durch Gleichung 3.2 mit  $\lambda=248$  nm und  $n_2=1,508$  berechnet werden und beträgt 164 nm, d.h. für den in Abbildung 4.1 dargestellten Fall existiert für Perioden kleiner 164 nm nur die 0. Beugungsordnung,

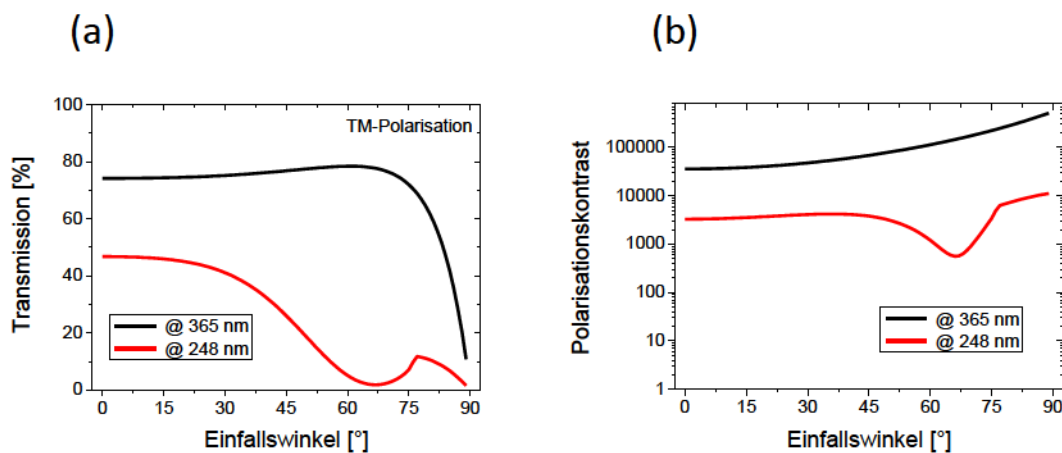
während für größere Perioden zusätzliche Beugungsordnungen propagationsfähig sind. Bei weiterer Verkleinerung der Gitterperiode steigt die Transmission für TM-polarisiertes Licht wieder deutlich an. Der in Abbildung 4.1 (b) dargestellte Polarisationskontrast in Abhängigkeit von der Gitterperiode zeigt einen exponentiellen Anstieg mit kleiner werdender Periode. Die Wood-Anomalie spiegelt sich neben dem Minimum in der TM-Transmission auch durch ein Minimum im Polarisationskontrast wieder. Für die Festlegung der Gitterperiode eines Drahtgitterpolarisators ist es wichtig, dass für die kleinste Anwendungswellenlänge, und somit für alle weiteren, nur die 0. Beugungsordnung propagationsfähig ist.



**Abb. 4.2:** Berechnete Grenzperioden für die Erfüllung der Zero-Order-Bedingung für Gitterstrukturen mit Zielwellenlängen von 365 nm, 248 nm und 193 nm.

Nach Gleichung 3.3 ist die Grenzperiode für das Auftreten von Beugungsordnungen ebenfalls vom Einfallswinkel  $\varphi_{in}$  abhängig. Abbildung 4.2 zeigt die nach Gleichung 3.3 berechnete maximale Gitterperiode für Gitter mit nur einer propagationsfähigen Beugungsordnung, der 0. Beugungsordnung, für die Wellenlängen 365 nm, 248 nm und 193 nm. Hierbei zeigt sich, dass mit größer werdendem Einfallswinkel die Grenzperiode kleiner wird. Diese beträgt beispielsweise für eine Wellenlänge von 248 nm bei senkrechtem Lichteinfall ( $\varphi_{in} = 0^\circ$ ) 164 nm sowie 112 nm und 99 nm für die Ein-

fallswinkel  $45^\circ$  beziehungsweise  $90^\circ$ . Somit ist für die Wahl der Gitterperiode neben der kleinsten Anwendungswellenlänge der Einfallswinkel von großer Bedeutung. Zur Verdeutlichung dieses Zusammenhanges sind in Abbildung 4.3 die Transmission für TM-polarisiertes Licht (a) und der Polarisationskontrast (b) für ein Aluminiumgitter mit 100 nm Periode, einem Füllfaktor von 0,5 und einer Steghöhe von 150 nm in Abhängigkeit des Einfallswinkels für die Wellenlängen 365 nm und 248 nm dargestellt. Wie aus Abbildung 4.2 zu erkennen, erfüllt ein Gitter mit 100 nm Periode bei einer Beleuchtungswellenlänge von 365 nm bei allen Einfallswinkeln von  $0^\circ$  bis  $90^\circ$  die Zero-Order-Bedingung, während bei einer Wellenlänge von 248 nm die Bedingung nur bis zu einem Einfallswinkel von  $77^\circ$  erfüllt ist. Bei größeren Einfallswinkeln entstehen zusätzlich zur 0. Ordnung weitere Beugungsordnungen.



**Abb. 4.3:** Berechnete Transmission für TM-polarisiertes Licht (a) und berechneter Polarisationskontrast (b) für ein Aluminiumgitter mit 100 nm Periode, einem Füllfaktor von 0,5 und einer Steghöhe von 150 nm in Abhängigkeit des Einfallswinkels für die Wellenlängen 365 nm und 248 nm.

Der Verlauf der TM-Transmission für 365 nm Wellenlänge in Abbildung 4.3 (a) zeigt, dass die Transmission bis zu einem Einfallswinkel von etwa  $75^\circ$  nahezu konstant bleibt und dann stark abfällt. Von X.J. Yu und H.S. Kwok wird dieser Effekt in [32] mit dem starken Anstieg der Fresnel-Reflektion an der Oberfläche für Einfallswinkel, die größer als der Brewster-Winkel sind, beschrieben. Der Polarisationskontrast nimmt hingegen bei dieser Wellenlänge mit steigendem Einfallswinkel zu, was in



der mit dem Einfallswinkel sinkenden TE-Transmission zu erklären ist. Für 248 nm Wellenlänge trifft um den Bereich der Wood-Anomalie ein Minimum auf. Wie bereits beschrieben, tritt dieser Effekt nur für TM-polarisiertes Licht auf. Dadurch liegt lediglich bis zu einem Einfallswinkel von etwa  $30^\circ$  eine nahezu gleichbleibende Transmission vor, bevor es zu einem merklichen Abfall kommt. Somit schränkt die Entstehung von Beugungsordnungen die Toleranz bezüglich des Einfallswinkels deutlich ein. Basierend auf diesen Überlegungen und Abbildung 4.2 ist für UV-Anwendungen bei senkrechtem Lichteinfall eine Gitterperiode von etwa  $\lambda/2$  ausreichend, wobei für Einfallswinkel bis  $90^\circ$  Perioden von etwa  $\lambda/3$  notwendig sind.

Alle weiteren Betrachtungen in dieser Arbeit beziehen sich ausschließlich auf senkrechten Lichteinfall. Die optische Charakterisierung der hergestellten Elemente in Kapitel 6 erfolgt ebenfalls für senkrechten Lichteinfall.

Bei der experimentellen Realisierung von Drahtgitterpolarisatoren stehen der Wahl der Gitterperiode, die wegen der günstigen optischen Eigenschaften (siehe Abbildung 4.1) so klein wie möglich sein sollte, technologische Beschränkungen gegenüber. Wie in Abschnitt 3.5.1 beschrieben, können Strukturgrößen kleiner 100 nm nur durch großen Aufwand und hochmoderne Lithographiesysteme erzeugt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Double-Patterning-Prozess auf Basis der Zellprojektion angewendet, der die Halbierung der Lithographieperiode von 200 nm (siehe Abschnitt 3.5.1) ermöglicht. Der Prozess wird in Kapitel 5 genauer beschrieben. Aus dieser technologischen Einschränkung wird für die experimentell realisierten Polarisatoren eine Gitterperiode von 100 nm gewählt und in den folgenden Betrachtungen zu Grunde gelegt.

#### **4.1.2 Einfluss von Füllfaktor und Steghöhe auf die optischen Eigenschaften**

Nachdem mit der Wahl der Gitterperiode der spektrale Arbeitsbereich und die Einfallswinkeltoleranz festgelegt wurden können die Transmissionseigenschaften durch die Parameter Steghöhe und Füllfaktor gezielt eingestellt werden. In der Literatur

wird diese Betrachtung meistens nur sehr knapp und auf eine bestimmte Zielstellung hin durchgeführt. Eine allgemeingültige Aussage wurde in [57] getroffen, die besagt, dass ein hoher Polarisationskontrast ein großes Metallvolumen benötigt, was aber zu einer Verringerung der Transmission führt. In [45] wird dieser Zusammenhang an einem rechnerischen Beispiel bestätigt, in dem die Abhängigkeit der Transmission vom Füllfaktor aufgezeigt ist. Weiterhin werden in [67] auf der Basis von numerischen Nahfeldrechnungen physikalische Ansätze zur Erläuterung des Transmissionsverhaltens diskutiert. Die folgenden Abschnitte sollen die wesentlichen Einflüsse von Füllfaktor und Steghöhe auf die optische Funktion im UV-Bereich aufzeigen und deren physikalische Hintergründe diskutieren.

### Füllfaktor

Abbildung 4.4 (a) zeigt die Transmission von TE- und TM-polarisiertem Licht in Abhängigkeit des Füllfaktors für ein Aluminiumgitter mit einer Periode von 100 nm und einer Steghöhe von 150 nm bei einer Wellenlänge von 248 nm. Die Änderung des Füllfaktors wird durch die Änderung der Stegbreite realisiert. Die Transmission nimmt für beide Polarisierungen mit zunehmender Stegbreite ab. Im Unter-

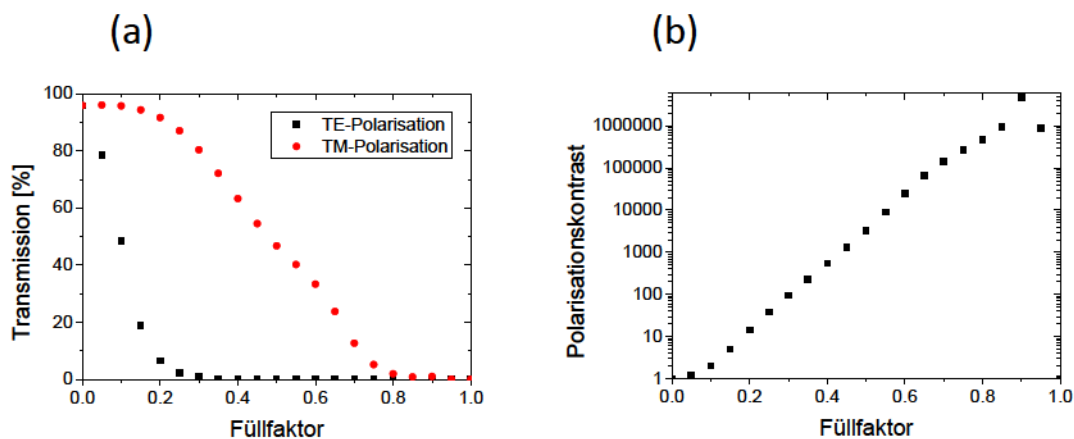
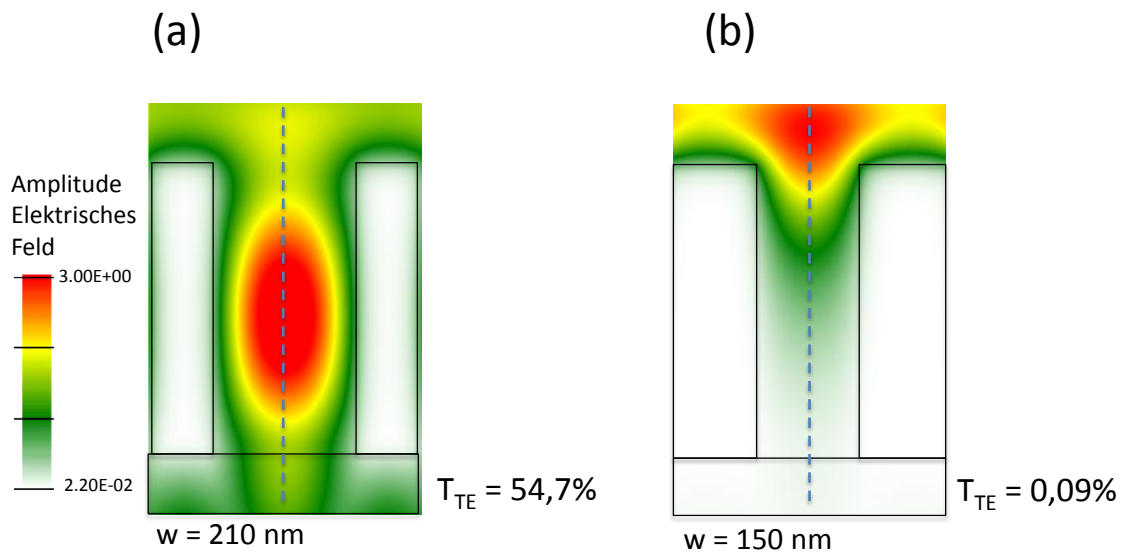


Abb. 4.4: Berechnete Transmission für TE- und TM-polarisiertes Licht (a) und der berechnete Polarisationskontrast (b) für ein Aluminiumgitter mit 100 nm Periode und 150 nm Steghöhe in Abhängigkeit des Füllfaktors bei einer Wellenlänge von 248 nm.



**Abb. 4.5:** Berechnete Amplitude des elektrischen Feldes für TE polarisiertes Licht für ein Aluminiumgitter mit einer Periode von 300 nm, einer Steghöhe von 400 nm und Grabenbreiten von (a) 210 nm und (b) 150 nm. Die Beleuchtungswellenlänge beträgt 400 nm.

schied zur über einen weiten Bereich nahezu linearen Abnahme der Transmission für TM-polarisiertes Licht nimmt die Transmission für TE-polarisiertes Licht stark exponentiell ab. Das in Abschnitt 3.1.2 beschriebene Modell der Entstehung von evaneszenten Moden im Gittergraben zur Unterdrückung der Transmission für TE-polarisiertes Licht soll an dieser Stelle näher betrachtet werden. Abbildung 4.5 zeigt in einer Nahfeldrechnung die Auswirkung der in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Cut-Off-Bedingung für die Ausbildung einer propagationsfähigen Mode in TE-Polarisation. Alle in dieser Arbeit gezeigten Nahfeldrechnungen wurden mit einer von F. Fuchs (Fraunhofer IOF, Jena) zu Verfügung gestellten RCWA-Software durchgeführt. Abbildung 4.5 (a) zeigt eine Aluminiumgitterstruktur mit einer Periode von 300 nm, einer Grabenbreite von 210 nm und einer Steghöhe von 400 nm bei der Beleuchtungswellenlänge 400 nm. Die minimale Grabenbreite für die Propagation einer Mode in dieser Konfiguration beträgt nach Gleichung 3.6 200 nm. Das Auftreten einer Gittermode ist deutlich erkennbar. Die berechnete Transmission beträgt in diesem Fall 54,7%. Abbildung 4.5 (b) zeigt die Konfiguration mit

einer um 60 nm auf 150 nm verringerten Grabenbreite. Hier ist deutlich ersichtlich, dass in den Gittergraben lediglich ein evaneszentes Feld eindringt und keine Mode propagationsfähig ist. In Folge dessen sinkt die Transmission auf 0,09% ab. Abbildungen 4.6 (a) und (b) zeigt die Amplituden des elektrischen Feldes in der Mitte des Gittergrabens in Abhängigkeit von der Gitterhöhe für die in Abbildung 4.5(a) und (b) dargestellten Gitterkonfigurationen. In Abbildung 4.6(b) ist ersichtlich, dass die Amplitude des evaneszenten Feldes im Gittergraben exponentiell abfällt. Dies hat zur Folge, dass im Falle eines evaneszenten Feldes die Transmission für TE-polarisiertes Licht mit einer Verkleinerung der Grabenbreite  $w$  exponentiell abnimmt, was gleichzeitig zu einem exponentiellen Anstieg des Polarisationskontrastes führt (siehe Abbildung 4.4 (b)). Das gleiche Verhalten ist zu beobachten, wenn es, wie in Abschnitt 4.1.1 dargestellt, zu einer Verkleinerung der Gitterperiode bei konstantem Füllfaktor kommt. Dies entspricht ebenfalls geometrisch einer Verringerung der Grabenbreite. Der Abfall des Polarisationskontrastes in Abbildung 4.4 (b) für einen Füllfaktor nahe 1 ist mit dem Abfall der Transmission für TM-polarisiertes Licht gegen 0% zu erklären (siehe Abbildung 4.4 (a)). Schlussfolgernd kann festgehalten werden, dass Füllfaktoren zwischen 0,2 und 0,5 einen guten Kompromiss zwischen hoher Transmission und hohem Polarisationskontrast darstellen.

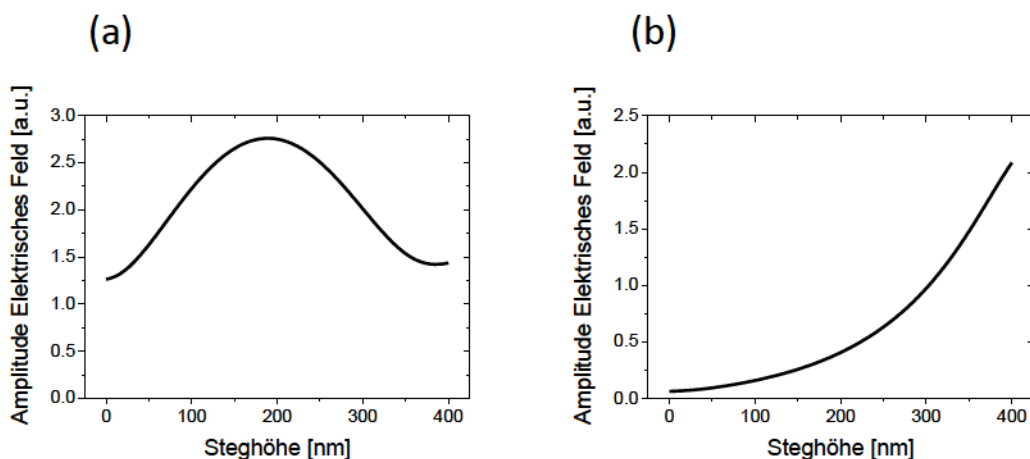


Abb. 4.6: Berechnete Amplitude des elektrischen Feldes in der Mitte des Gittergrabens für die in Abbildung 4.5(a) und (b) dargestellte Gitterkonfiguration.

## Steghöhe

Der Einfluss der Steghöhe auf das Transmissionsverhalten eines Drahtgitterpolarisators wird im Folgenden am Beispiel eines Aluminiumgitters mit einer Periode von 100 nm und einem Füllfaktor von 0,5 für die Wellenlänge 248 nm diskutiert. Die Vergrößerung der Steghöhe führt, wie in Abbildung 4.7 dargestellt, zu einer exponentiellen Abnahme der Transmission für TE-polarisiertes Licht. Ursache ist, dass das für die Transmission verantwortliche evaneszente elektrische Feld aus dem Gittergraben weiter herausgeschoben wird. Die exponentielle Abnahme des Feldes mit steigender Gittertiefe führt zur Abnahme der Transmission von TE-polarisiertem Licht und folglich zu einem Anstieg des Polarisationskontrastes.

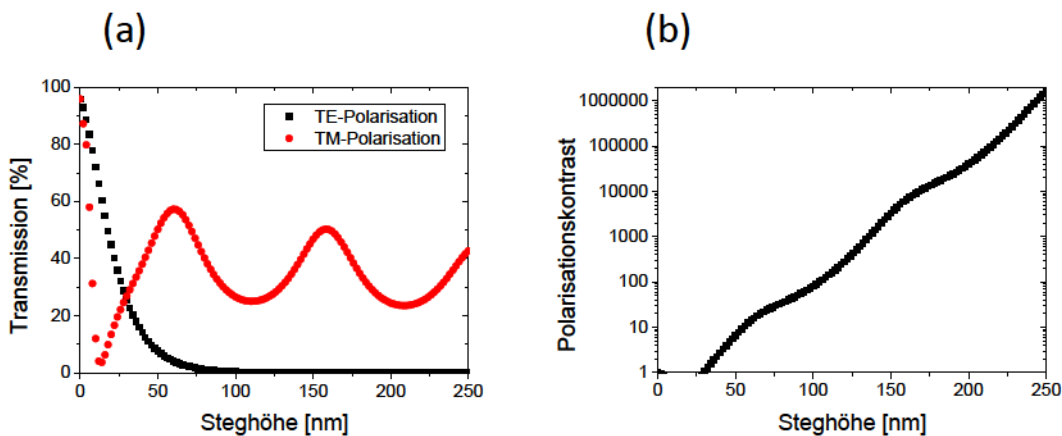
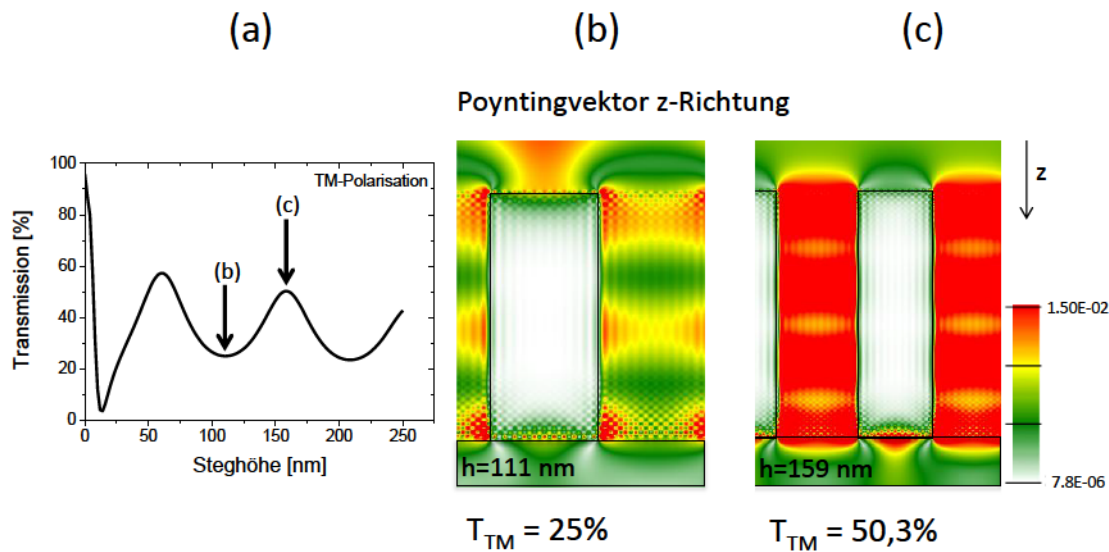


Abb. 4.7: Berechnete Transmission für TE- und TM-polarisiertes Licht (a) und berechneter Polarisationskontrast (b) für ein Aluminiumgitter mit 100 nm Periode und einem Füllfaktor von 0,5 in Abhängigkeit der Steghöhe bei einer Wellenlänge von 248 nm.

Betrachtet man die Abhängigkeit der Transmission von TM-polarisiertem Licht von der Steghöhe sind neben der Abnahme der Transmission mit steigender Steghöhe höhenabhängige Oszillationen zu erkennen. Dieser Effekt konnte schon in [61] für Gold- und Silbergitter beobachtet werden und wird auf die Wirkung der Gitterstruktur als Fabry-Perot-Resonator zurückgeführt [126]. Der Effekt wirkt zwischen den Grenzflächen Luft/Gitter und Gitter/Substrat und ist Abhängig von der Höhe der Gitterstruktur. Abbildung 4.8 (a) zeigt noch einmal dieses Verhalten. An den Punk-



**Abb. 4.8:** Berechneter Poyntingvektor für ein Aluminiumgitter mit 100 nm Periode, einem Füllfaktor von 0,5 und (a) 111 nm Steghöhe sowie (b) 159 nm Steghöhe für eine Beleuchtungswellenlänge von 248 nm.

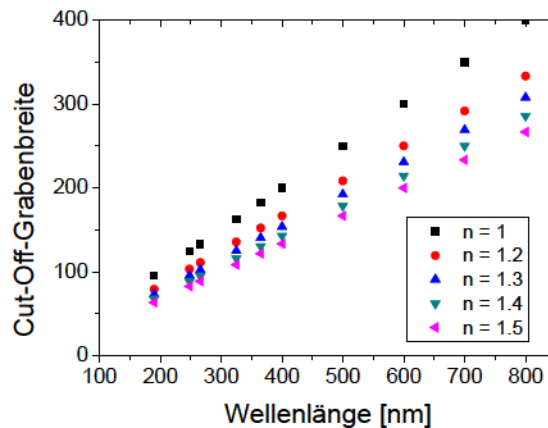
ten der Transmissionsmaxima kommt es innerhalb des Resonators zu konstruktiver Interferenz und in den Minima zu destruktiver Interferenz. Abbildungen 4.8 (b) und (c) zeigen dieses Verhalten anhand der Darstellung des Poyntingvektors, der die Energieflussdichte darstellt, für zwei ausgewählte Steghöhen. Bei einer Steghöhe von 111 nm beträgt die Transmission 25% und bei 159 nm 50,3%, was deutlich den Einfluss der Steghöhe auf die Transmission für TM-polarisiertes Licht zeigt. Dieser Effekt ist nicht breitbandig und fällt je nach Gittermaterial unterschiedlich stark aus. Durch die Bestimmung des Abstandes der Resonanzmaxima kann aus der Resonanzbedingung für Fabry-Perot-Resonatoren der Realteil der effektiven Brechzahl der Struktur berechnet werden.

### 4.1.3 Einbettung der Gitterstruktur

Da es sich bei Drahtgitterpolarisatoren um freistehende Strukturen mit einem hohen Aspektverhältnis handelt, ist es von Interesse, diese Strukturen durch Einbettung oder Übersichtung gegen äußere Einflüsse zu schützen. Das Auffüllen der Gittergräben mit einem dielektrischen Material wie zum Beispiel Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ),

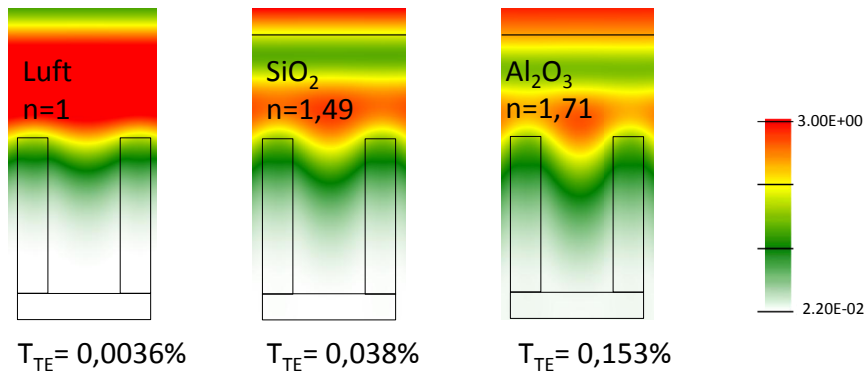


Aluminiumoxid ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) oder Magnesiumfluorid ( $\text{MgF}_2$ ) hat aber einen starken Einfluss auf die optische Funktion des Polarisators, da sich die Brechzahl des Umgebungsmediums erhöht. Nach Gleichung 3.6 bestimmt die Brechzahl des Umgebungsmediums die maximale Grabenbreite für die Unterdrückung einer Gittermode in TE-Polarisation. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.9 graphisch dargestellt.



**Abb. 4.9:** Für verschiedene Brechzahlen des Umgebungsmediums berechnete Grabenbreite, ab der keine propagationsfähige Gittermode für TE-Polarisation existiert.

Hierbei ist deutlich ersichtlich, dass für das Umgebungsmedium Luft ( $n=1$ ) die breitesten Gittergräben erlaubt sind und Umgebungsmedien mit einer Brechzahl  $n > 1$  schmalere Gittergräben verlangen. Dies hat zur Folge, dass Gitterkonfigurationen mit einer gleichen Grabenbreite für freistehende Gitter eine wesentlich kleinere Transmission für TE-polarisiertes Licht haben als eingebettete Gitter. Abbildung 4.10 zeigt beispielhaft berechnete Nahfelder für den Vergleich der Eindringtiefe des elektrischen Feldes für TE-polarisiertes Licht in den Gittergräben eines Wolframgitters mit einer Periode von 100 nm, einer Steghöhe von 150 nm und einer Stegbreite von 30 nm für eine Wellenlänge von 300 nm. Neben den gefüllten Gittergräben befindet sich auch eine 100 nm starke Deckschicht auf dem Gitter. Als Einbettungsmedium dienen im Vergleich zum freistehenden Gitter  $\text{SiO}_2$  ( $n=1,49$ ) und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $n=1,71$ ) [127, 128]. Aus der Berechnung geht hervor, dass die Transmission für TE-polarisiertes Licht für ein freistehendes Gitter eine Größenordnung kleiner als für ein



**Abb. 4.10:** Berechnete Amplitude des elektrischen Feldes in TE-Polarisation für ein freistehendes Wolframingitter und mit  $\text{SiO}_2$  und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  eingebettete Gitter bei einer Wellenlänge von 300 nm. Die Gitterperiode beträgt 100 nm, die Stegbreite 30 nm, die Steghöhe 150 nm und die Schichtdicke des Einbettungsmaterials über dem Gitter beträgt 100 nm.

in  $\text{SiO}_2$  eingebettetes Gitter ist und nahezu 2 Größenordnungen kleiner als für ein Gitter mit  $\text{Al}_2\text{O}_3$  als Einbettungsmedium. In gleichem Maße wirkt sich dieser Unterschied auf den resultierenden Polarisationskontrast aus. Hierbei wird deutlich, dass eine Einbettung der Gitterstruktur signifikant die optische Funktion beeinflusst und die Brechzahl des Füllmaterials möglichst klein ( $n$  nahe 1) sein muss, um die optische Funktion des Drahtgitterpolarisators zu erhalten. Ein alternatives Einbettungsmedium stellt  $\text{MgF}_2$  ( $n=1,39$ ) mit einer Brechzahl kleiner der von  $\text{SiO}_2$  dar [129]. Neben der Erniedrigung des Polarisationskontrastes führt die Einbettung der Gitterstruktur zusätzlich zur Verminderung der Transmission in TM-Polarisation.

## 4.2 Materialspezifische Aspekte

Neben den geometrischen Gitterparametern ist die Auswahl des Gittermaterials entscheidend für die optische Funktion eines Drahtgitterpolarisators. Hierbei ist es wichtig, geeignete Gittermaterialien für Anwendungen bei den Zielwellenlängen 193 nm, 248 nm und 365 nm auszuwählen. Weiterhin ist die Einordnung der Materialien bezüglich ihrer Stabilität gegenüber äußeren Einflüssen für mögliche Applikationen



von Interesse.

### 4.2.1 Auswahl geeigneter Gittermaterialien für verschiedene Spektralbereiche

Für die Auswahl des Gittermaterials ist es zweckmäßig, zum einen die Materialeigenschaften wie die Plasmafrequenz  $\omega_p$  und die Bandstruktur und zum anderen die mit der RCWA berechnete optische Funktion zu analysieren. Anhand der Materialeigenschaften lässt sich der Spektralbereich für die Anwendung des Drahtgitterpolarisators eingrenzen, während die RCWA-Berechnung einen exakten Vergleich bezüglich der Parameter Transmission und Polarisationskontrast ermöglicht.

Wie in Abschnitt 3.2 dargestellt, beschreibt die Plasmafrequenz eines Metalls den Übergang von einem reflektierenden zu einem transmittierenden Material. Somit beschreibt die zur Plasmafrequenz gehörende Wellenlänge  $\lambda_p$  einen Grenzwert, wobei Metalle für Wellenlängen unterhalb  $\lambda_p$  nicht als Gittermaterial verwendbar sind, aber wohl für alle Wellenlängen drüber. Als Zielwellenlängen für Polarisatoren im

Material	$\lambda_p$	Quelle
Al	79 nm	[70]
Au	138 nm	[70]
Ag	138 nm	[70]
Cr	115 nm	[71]
W	94 nm	[71]

**Tab. 4.1:** Auflistung der zur Plasmafrequenz gehörigen Wellenlängen ausgewählter Metalle nach [70] und [71].

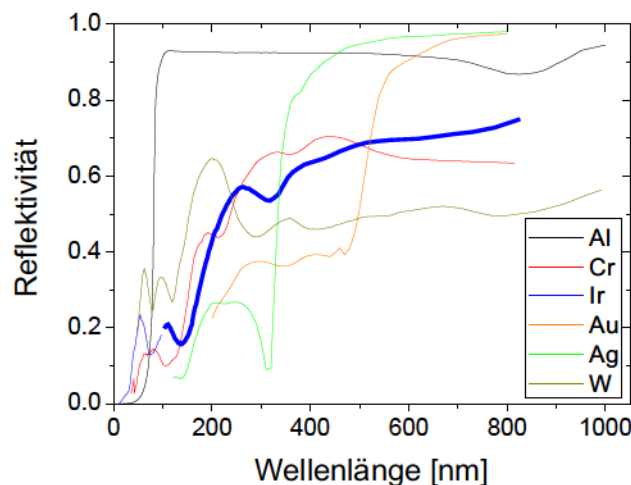
UV-Bereich wurden 193 nm, 248 nm und 365 nm definiert. Betrachtet man  $\lambda_p$  typischer Metalle, die in Tabelle 4.1 zusammengefasst sind, zeigt sich, dass diese Werte alle im tiefen UV-Bereich liegen und die aufgeführten Materialien bezüglich ihrer Plasmafrequenz für Anwendungen bei den Zielwellenlängen qualifiziert sind. Demnach sollten die aufgelisteten Materialien eine hohe Reflektivität bis  $\lambda_p$  zeigen und

unterhalb ihre metallischen Eigenschaften verlieren.

Allerdings beeinflusst nicht ausschließlich die Plasmafrequenz das spektrale Verhalten der Materialien. In Abbildung 4.11 ist die aus den Brechzahlen  $n$  und  $k$  nach der Formel

$$R = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2} \quad (4.1)$$

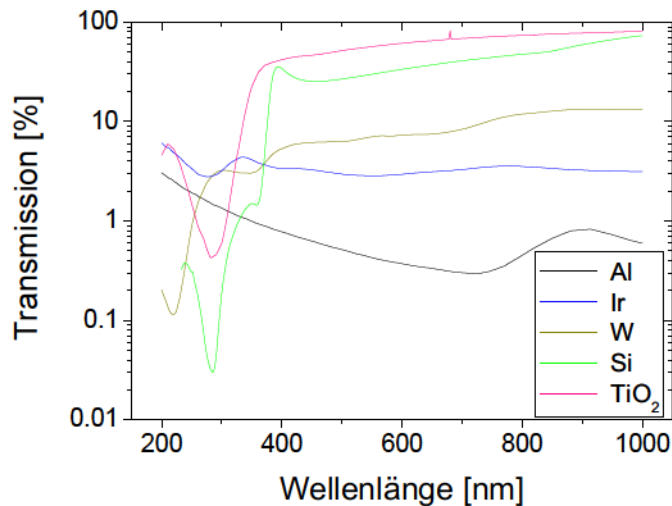
berechnete Reflektivität der in Tabelle 4.1 aufgelisteten Materialien dargestellt. Hierbei ist deutlich ersichtlich, dass man für Gold (Au) und Silber (Ag) einen Einbruch der Reflektivität bei Wellenlängen, die deutlich größer als  $\lambda_p$  sind beobachtet. Haben Metalle eine definierte Bandlücke zwischen dem d-Band und dem halbgefüllten s-Band, das oberhalb der Fermi-Energie liegt, ist dieser Wert die Schwelle für Interbandabsorption [70]. Für Gold und Silber liegen diese Werte bei etwa 500 nm beziehungsweise 341 nm [130–132]. Somit scheiden Gold und Silber als Gittermaterialien für Drahtgitterpolarisatoren im UV-Bereich aus. Für Anwendungen im sichtbaren Spektralbereich wurden diese Materialien bereits untersucht [41]. Von allen dargestellten Materialien entspricht Aluminium am besten dem Drude-Modell mit einer gleichmäßig hohen Reflektivität, die bei der Plasmafrequenz stark abfällt. Aluminium zeigt nur einen möglichen Interbandübergang bei etwa 827 nm, der sich



**Abb. 4.11:** Aus den Brechzahlen nach Gleichung 4.1 berechnete spektrale Reflektivitäten für potentielle Gittermaterialien.

als Minimum in der Reflektivität widerspiegelt [72]. Im weiteren relevanten Spektralbereich weist Aluminium eine konstant hohe Reflektivität auf. Interbandeffekte bestimmen maßgeblich das optische Verhalten der weiterhin aufgeführten Metalle Chrom, Iridium und Wolfram [133, 134]. Die Reflektivitätskurven zeigen eine starke Modulierung, die Reflektivitäten sind geringer.

Eine weiteres Kriterium zur Auswahl eines geeigneten Gittermaterials lässt sich aus der Beschreibung der Funktion eines Drahtgitterpolarisators ableiten (siehe Abschnitt 3.1.2). Das optische Verhalten für TE-Polarisation wird entsprechend [28] mit dem einer metallischen Schicht verglichen. In der Beschreibung als Wellenleiter in [27] wird als Gittermaterial ein idealer Leiter angenommen, der alles einfallende Licht reflektiert. In realen Metallen kann Licht, das nicht transmittiert wird, absorbiert und reflektiert werden. Es ist demnach sinnvoll das Transmissionsverhalten der zur Auswahl stehenden Gittermaterialien zu vergleichen.



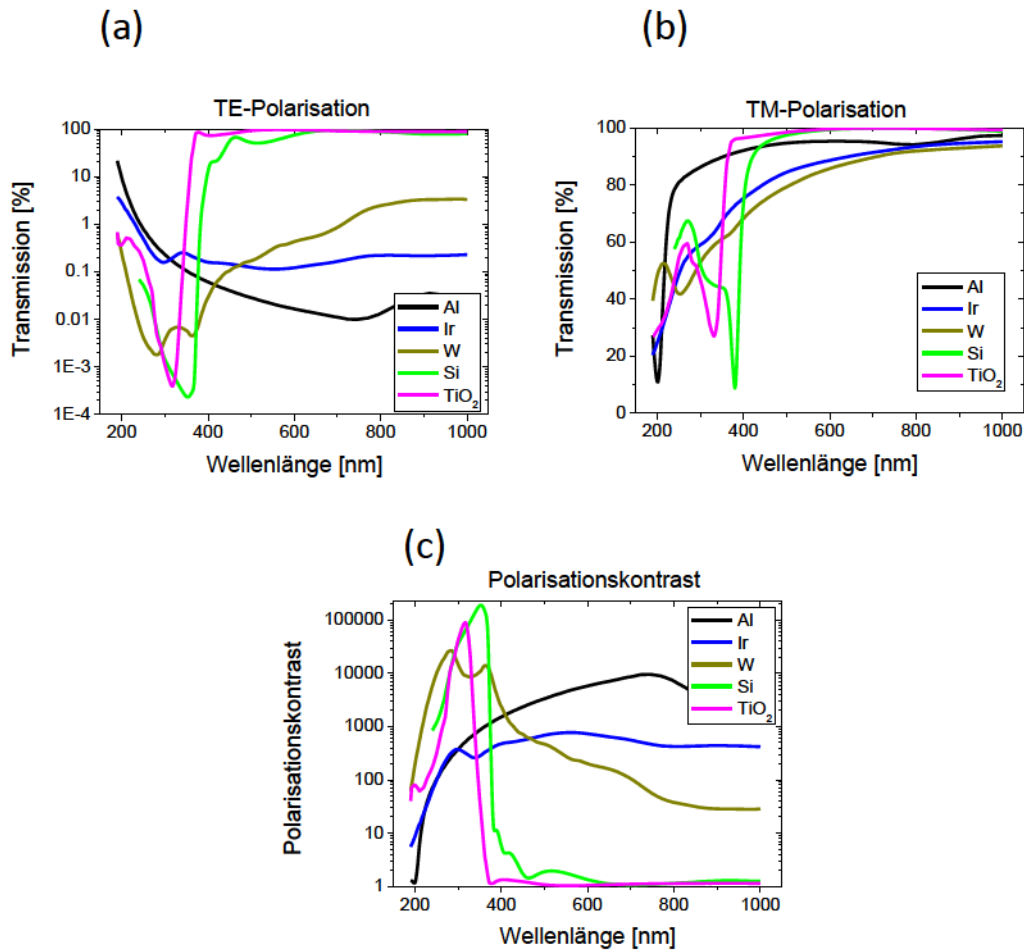
**Abb. 4.12:** Spektral berechnete Transmission für 30 nm dicke Schichten der potentiellen Materialien für Drahtgitterpolarisatoren für UV-Anwendungen.

Neben den bereits durch ihre Plasmafrequenz charakterisierten Metallen sollen nun auch die Halbleiter Silizium und Titandioxid betrachtet werden, deren Transmission, wie in Abbildung 3.5 gezeigt, durch Bandübergänge unterhalb der Plasmafrequenz im UV-Bereich deutlich gesenkt wird. Dieses optische Verhalten unterscheidet

sich von dem der Metalle und ist spektral auf einen schmalen Wellenlängenbereich eingeschränkt. Abbildung 4.12 zeigt die spektrale Transmission von 30 nm dicken Schichten potenzieller Metalle und Halbleiter. Hierbei ist ersichtlich, dass Aluminium und Iridium im sichtbaren Spektralbereich die niedrigste Transmission haben und diese im UV-Bereich ansteigt. Die anderen Materialien zeigen ein deutliches Absinken der Transmission im UV-Bereich, das auf eine stärkere Unterdrückung von TE-polarisiertem Licht für Wellenlängen unterhalb von 300 nm hindeutet.

Um die Gittermaterialien explizit für die festgelegten Zielwellenlängen auszuwählen, ist es notwendig, die optischen Eigenschaften zu simulieren. Als Ziel sollen sowohl Polarisationskontrast als auch die Transmission für TM-polarisiertes Licht möglichst hoch sein.

Die allen folgenden Simulationen zu Grunde liegende Gitterkonfiguration hat, basierend auf technologischen und physikalischen Überlegungen, eine Periode von 100 nm, eine Steghöhe von 150 nm und einen Füllfaktor von 0,3. Die untersuchten Gittermaterialien sind Aluminium, Iridium, Wolfram, Titandioxid sowie kristallines Silizium. Die Ergebnisse der Simulation sind Abbildung 4.13 dargestellt, wobei Abbildung 4.13 (a) und (b) die Transmission in TE- und TM-Polarisation beinhalten und Abbildung 4.13 (c) den Polarisationskontrast zeigt. Gut zu erkennen sind hierbei die Ähnlichkeit des spektralen Verlaufes der Transmission in TE-Polarisation für das Gitter und der in Abbildung 4.12 dargestellten Transmission der Schicht. Da die Transmission in TE-Polarisation maßgeblich den spektralen Verlauf des Polarisationskontrastes bestimmt, kann dieser gut anhand der Transmissionseigenschaften der Schicht abgeschätzt werden. Weiterhin ist deutlich ersichtlich, dass, wie bereits in Abschnitt 3.3 diskutiert, Halbleiter im Vergleich zu metallischen Gittermaterialien einen begrenzten spektralen Anwendungsbereich haben. Als breitbandige Polarisatoren für eine Anwendung vom IR- bis in den UV-Spektralbereich eignen sich somit ausschließlich Metalle. Im Vergleich zu Aluminium und Iridium zeigt Wolfram bedingt durch seine Dispersion einen höheren Polarisationskontrast im UV-Bereich und einen geringeren im sichtbaren und IR-Bereich. Für breitbandige Anwendungen ein-



**Abb. 4.13:** Berechnete Transmission für (a) TE-polarisiertes Licht und (b) TM-polarisiertes Licht sowie (c) berechneter Polarisationskontrast für Drahtgitterpolarisatoren mit 100 nm Periode, 150 nm Steghöhe und einem Füllfaktor von 0,3 für verschiedene Materialien.

schließlich einer Wellenlänge von 248 nm eignen sich demnach nur Aluminium und Iridium als Gittermaterialien [135,136]. Für Anwendungen bei einer Zielwellenlänge von 193 nm sind diese beiden Materialien nicht geeignet, weil sie neben einem geringen Polarisationskontrast auch eine geringe Transmission für TM-polarisiertes Licht aufweisen. Die TM-Transmission wird durch die Dämpfung der fundamentalen TM-Mode bestimmt, wobei eine hohe Dämpfung eine geringe Transmission nach sich zieht. Das scharfe Minimum der TM-Transmission von Aluminium bei einer Wellenlänge von etwa 200 nm kann durch Fabry-Perot-Oszillationen erklärt werden. Da-

hingegen zeichnet sich das Gittermaterial Wolfram durch einen hohen Kontrast und eine vergleichsweise hohe TM-Transmission bis hin zu einer Wellenlänge von 193 nm aus und ist somit als Material für den UV-Spektralbereich geeignet [137, 138]. Die Polarisatoren auf Basis der beiden Halbleiter Silizium und Titandioxid haben im IR- und sichtbaren Spektralbereich einen Polarisationskontrast von nahezu null und wirken erst in dem Spektralbereich der für den Polarisationskontrast zuständigen direkten Bandübergänge als Polarisator. Beide Kurven für den Polarisationskontrast weisen ein charakteristisches Maximum auf und fallen anschließend wieder ab. Kristallines Silizium zeigt das Maximum im Polarisationskontrast bei etwa 360 nm, weshalb es für eine Anwendung bei der Zielwellenlänge 365 nm gut verwendet werden kann [139]. Der maximale Kontrast für Titandioxid ist weiter zu kleineren Wellenlängen hin verschoben, weshalb das Gittermaterial Titandioxid im Rahmen dieser Arbeit auf eine Anwendbarkeit für die Zielwellenlängen 248 nm und 193 nm hin untersucht werden soll. Es ist weiterhin theoretisch möglich, verschiedene Gittermaterialien, beispielsweise lamellar, in einem Gittersteg zu kombinieren um gezielt die Materialeigenschaften zu beeinflussen [140]. Dieser Ansatz soll aber im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt werden.

#### 4.2.2 Überlegungen zur Materialstabilität

Neben der Einordnung der Gittermaterialien bezüglich der optischen Funktion des Drahtgitterpolarisators sind die Gittermaterialien auch hinsichtlich ihrer Stabilität gegenüber äußeren Einflüssen einzuordnen. Durch äußere Einflüsse kann es zur Bildung einer Oxidschicht an der Metalloberfläche kommen, die effektiv zur Verkleinerung von Stegbreite und Steghöhe führt. Die Oxidbildung an den Gitterstegen bewirkt einen Anstieg der Transmission für TE- und TM-Polarisation und folglich einen kleiner werdenden Polarisationskontrast. Eine allgemeine Beschreibung des Oxidationsmechanismus von Metallen ist in [141] und [142] zu finden. Danach kommt es zu einem Wachstum der Oxidschicht bis diese einen Gleichgewichtszustand erreicht und die Wachstumsrate vernachlässigbar ist. Die Dicke der resultierenden

Oxidschicht wird durch die äußeren Bedingungen wie Druck und Temperatur beeinflusst. Durch die Einwirkung von UV-Strahlung erhöht sich die Gleichgewichtsschichtdicke [143, 144].

Aluminium bildet unter der Anwesenheit von Sauerstoff instantan eine native Oxidschicht mit einer Gleichgewichtsschichtdicke von etwa 2 nm [145], wobei sich nach anfänglichem Schichtwachstum ein Gleichgewicht einstellt und die Schichtdicke konstant bleibt. Unter dem Einfluss von UV-Strahlung kann es zu einer Vergrößerung der Oxidschichtdicke kommen [146]. Die dem zu Grunde liegenden Mechanismen sind von N. Cabrera in [147] beschrieben. Dieser Mechanismus wird beispielsweise für die Herstellung von Oxidbarrieren in Tunnelübergängen genutzt [148, 149]. Weitere Einflüsse, die zur Erhöhung der Oxidschichtdicke bei Aluminium führen sind hohe Temperaturen oder die Behandlung in einem Sauerstoffplasma [150, 151]. Aluminium ist somit nicht für die Anwendung bei hohen Temperaturen und dem Eintrag hoher Energien geeignet. Genauso wie Aluminium zeigt auch das Gittermaterial Wolfram einen deutlichen Anstieg der nativen Oxiddicke bei größer werdender Temperatur, die einem parabelförmigen Wachstumsgesetz folgt [152]. Bis zu einer Temperatur von 200°C ist die Oxidschichtdicke kleiner als 2 nm und steigt bis zu Temperaturen um 400°C auf über 10 nm an [153], was der nahezu vollständigen Oxidation eines Gittersteges mit nur 30 nm Stegbreite gleichkommt. Im Gegensatz zu Aluminium und Wolfram besitzt Iridium eine hohe Beständigkeit gegenüber Chemikalien und eine ausgezeichnete Oxidationsbeständigkeit [154]. In einer Sauerstoffatmosphäre bildet sich schon bei Raumtemperatur eine sehr dünne schützende Oxidschicht, die bei Temperaturerhöhung zunimmt, dabei aber sehr schnell in einen Gleichgewichtszustand übergeht und nicht weiter anwächst [155]. Bei Temperaturen von über 1100°C bilden sich flüchtige Oxide [156–158]. Durch die geringe Oxidation in Sauerstoffatmosphären gilt Iridium als oxidationsstabiles Metall und wird zum Beispiel als Material für Verdampfer benutzt [156].

Ähnlich der Metalle Aluminium und Wolfram bildet sich bei Silizium eine etwa 2 nm dicke native Oxidschicht, die bis zu Temperaturen von 350°C kein signifikantes

Wachstum zeigt [159]. Erst ab Temperaturen von über  $621^{\circ}\text{C}$  kann die Oxidschichtdicke 10 nm überschreiten [160]. Wie bei den Metallen kann auch bei Silizium das Wachstum der Oxidschicht mit UV-Licht beschleunigt werden, so dass sich bei gleicher Temperatur eine höhere Gleichgewichts-Oxidschichtdicke ausbildet [161].

Titandioxid ist bis zu seinem Schmelzpunkt von  $1855^{\circ}\text{C}$  thermisch stabil und chemisch inert und somit gut für einen Einsatz bei erhöhten Temperaturen und Leistungen geeignet.

### 4.3 Schlussfolgerungen zum Gitterdesign

Die Auswahl der Gittergeometrie und des geeigneten Gittermaterials hängt maßgeblich von der Anwendungswellenlänge, bzw. dem spektralen Anwendungsbereich, sowie den optischen Zielparametern Transmission und Polarisationskontrast ab. Aus den Überlegungen in diesem Kapitel lassen sich aber auch allgemeingültige Richtlinien zum Gitterdesign aufstellen. Die Gitterperiode sollte immer so klein gewählt werden, dass im gesamten Spektralbereich keine Beugungsordnung außer der 0. propagationsfähig ist. Der Füllfaktor des Gitters ist daraufhin nach Gleichung 3.6 so zu wählen, dass die TE-Mode evaneszent ist und zur Unterdrückung der Transmission in TE-Polarisation führt, was für einen hohen Polarisationskontrast notwendig ist. Ein Füllfaktor zwischen 0,2 und 0,5 ermöglicht einen guten Kompromiss zwischen Kontrast und Transmission. Gitter mit Füllfaktoren größer 0,5 weisen oft eine für praktische Anwendungen zu geringe Transmission auf. Bei der Wahl der Steghöhe müssen je nach Gittermaterial die für einzelne Wellenlängen mehr oder weniger stark auftretenden Fabry-Perot Interferenzen beachtet werden. Für zunehmende Steghöhe als auch Stegbreite gilt, dass der Polarisationskontrast exponentiell größer wird und die Stegbreite zudem einen größeren Einfluss auf die Transmission für TM-polarisiertes Licht hat als die Steghöhe (siehe Abschnitt 4.1.2).

Tabelle 4.2 zeigt eine Übersicht über die Eignung der betrachteten Gittermaterialien und die Wahl der geometrischen Gitterparameter für Drahtgitterpolarisatoren für Anwendungen bei den Zielwellenlänge 365 nm, 248 nm, 193 nm sowie für breitbandi-



Anwendung	Material	Periode	Füllfaktor	Steghöhe
@ 365 nm	Si	$\leq 150$ nm	$0,2 < FF < 0,5$	$> 100$ nm
@ 248 nm	Al, Ir	100 nm	$0,2 < FF < 0,5$	$> 100$ nm
@ 193 nm	W, TiO <sub>2</sub>	$\leq 100$ nm	$0,2 < FF < 0,5$	$> 100$ nm
UV - IR	Al, Ir	100 nm	$0,2 < FF < 0,5$	$> 100$ nm

**Tab. 4.2:** Übersicht über Materialien und Gitterparameter für Drahtgitterpolarisatoren für eine Anwendung bei den Wellenlängen 365 nm, 248 nm, 193 nm und breitbandig vom UV- bis in den IR-Spektralbereich.

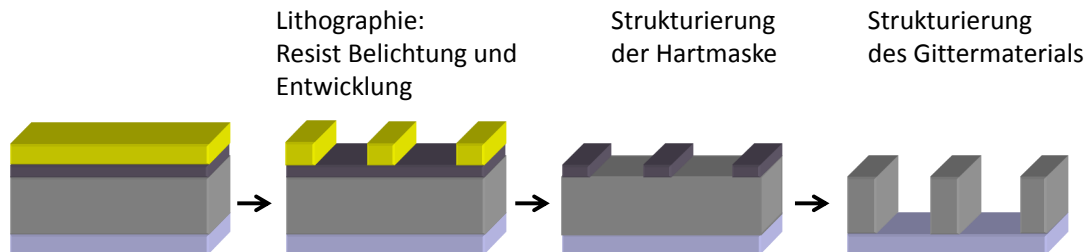
ge Anwendungen vom UV- bis in den IR-Bereich. Für die Festlegung der Gittergeometrie sind lediglich Richtwerte angegeben, weil die exakten Werte immer von der optischen Zielfunktion abhängen. Ein prinzipieller Trend ist aber, dass ein Anstieg des Polarisationskontrastes bei einer Wellenlänge immer mit einer Verringerung der Transmission verbunden ist. Neben den optischen Eigenschaften wurde in diesem Kapitel auch die Stabilität der einzelnen Gittermaterialien diskutiert. Die Materialien Aluminium und Wolfram bilden bereits ab Temperaturen um 300°C nicht vernachlässigbar dicke Oxidschichten, die die optische Funktion beeinträchtigen. Silizium zeigt ebenfalls dieses Verhalten, allerdings erst bei höheren Temperaturen. Die Gittermaterialien Iridium und Titandioxid zeichnen sich durch sowohl hohe chemische Stabilität als auch Temperaturbeständigkeit aus, was sie zu Materialien der Wahl für Anwendungen mit hohen Umgebungstemperaturen macht.

# 5 Technologische Aspekte der Herstellung von Drahtgitterpolarisatoren

*Aufgrund des hohen technologischen Aufwandes für die Herstellung der hochfrequenten metallischen Gitterstrukturen wird in diesem Kapitel die Prozesskette zur Fertigung der Polarisatoren und deren Auswirkung auf die optische Funktion diskutiert. Hierbei spielt der verwendete Double-Patterning-Prozess eine wesentliche Rolle.*

## 5.1 Herstellung von Gitterstrukturen durch binäre Strukturierung

Abbildung 5.1 zeigt eine Prozesskette zur Herstellung von binären Gitterstrukturen mit den typischen Prozessschritten Lithographie und Ätzen. Hierbei wird das zu strukturierende Material auf das Substrat aufgebracht und anschließend mit einem sensitiven Polymer überschichtet. Der aus Belichtung und Entwicklung bestehende Lithographieschritt definiert die Zielstruktur in dem sensitiven Polymer. Diese Polymermaske wird durch einen Ätzprozess in ein Material übertragen, das als Hartmaske fungiert und selektiv gegenüber der funktionellen Schicht geätzt werden kann. Abschließend wird die Hartmaske in einem Ätzprozess in die funktionelle Schicht übertragen. Für die Strukturübertragung mit einem reaktiven Trockenätzprozess ist es notwendig, dass ein Ätzprozess für das zu strukturierende Material bekannt und



**Abb. 5.1:** Schematische Darstellung einer typischen Prozesskette zur Herstellung einer binären Gitterstruktur.

gleichzeitig verfügbar ist. Durch einen rein physikalischen Ätzprozess (IBE) kann jedes Material bearbeitet werden, es besteht jedoch eine Einschränkung bezüglich der möglichen geometrischen Parameter. Neben dem Ätzverfahren hat der Lithographieschritt, der in dieser Herstellungskette die Strukturperiode der Zielstruktur sowohl definiert als auch limitiert, eine große Bedeutung. Drahtgitterpolarisatoren für Anwendungen im UV-Bereich erfordern, wie in Abschnitt 4.3 erläutert, eine Gitterperiode um 100 nm und eine Stegbreite von etwa 30 nm. Die Herstellung von Aluminium-Drahtgitterpolarisatoren in solch einer Prozesskette mit der Aluminium-Strukturierung in einem RIE-Prozess konnte beispielsweise in [3] und [6] gezeigt werden, wobei in [3] durch Imprint-Lithographie eine Periode von 100 nm und in [6] durch Interferenz-Lithographie eine Periode von 118 nm realisiert werden konnte.

Im Rahmen dieser Arbeit stand mit der Ausnahme von Silizium kein reaktiver Ätzprozess für die in Abschnitt 4.2.1 ausgewählten Gittermaterialien zur Verfügung. Die Strukturierung dieser Materialien konnte somit nur mit einem Ionenstrahlätzprozess (IBE) durchgeführt werden. Weiterhin ist die effiziente Herstellung einer Resistmaske mit den oben genannten Anforderungen sehr anspruchsvoll. Eine Vergrößerung der Lithographieperiode und damit auch der zu belichtenden Strukturgröße erhöht die Prozesssicherheit. Diese Möglichkeit bietet ein von D. Flanders und

N. Efremow 1983 in [162] vorgestelltes Verfahren, bei dem die Periode der funktionellen Struktur halb so groß wie die Lithographieperiode ist und das Metall ausschließlich mit dem IBE-Verfahren strukturiert wird. Dieses wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

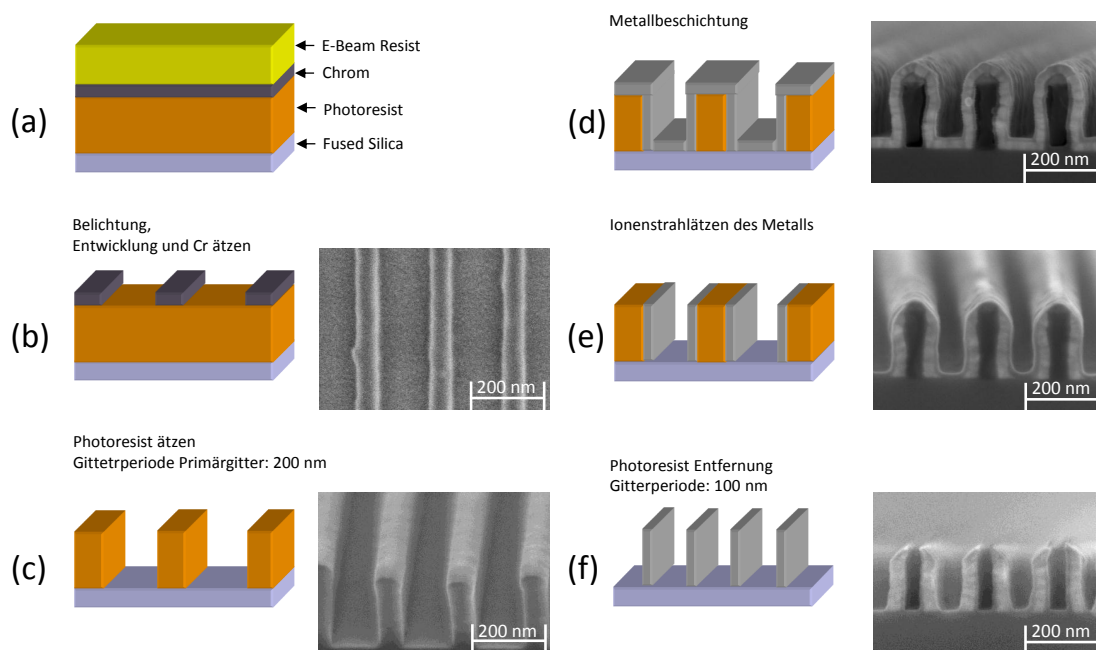
## **5.2 Double-Patterning-Prozess für die Herstellung hochfrequenter Gitter**

Unter dem Begriff Double-Patterning-Technologie versteht man in der Halbleiterindustrie verbreitete Verfahren, bei denen Strukturen unterhalb der Auflösungsgrenze des genutzten Lithographieverfahrens hergestellt werden können [163, 164]. Darunter zählen unter anderem die Double-Patterning-Lithographie [165, 166] und das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Spacer-Double-Patterning-Verfahren [167–169]. Diese Verfahren sind auch für die Herstellung von Gitterstrukturen gut geeignet [170, 171]. Der Vorteil des Double-Patterning liegt darin, dass die Auflösung ohne eine Änderung des Lithographieverfahrens erhöht werden kann [172]. Hierbei wird eine lithographisch erzeugte Struktur in ein erstes Material übertragen und auf diese Weise das sogenannte Template erzeugt, das in dieser Arbeit als Primärgitter bezeichnet wird. Darauf folgend kommt es durch Beschichtungs- und Ätzprozesse an den Seitenwänden des Primärgitters zur Ausbildung der Spacer aus einem zweiten Material. Nach der selektiven Entfernung des Primärgitters dienen die Spacer als Ätzmaske zur Strukturierung einer unterliegenden Schicht, wobei die Periode halb so groß wie die des Primärgitters ist [173].

Dieser Ansatz wird in der vorliegenden Arbeit für die Realisierung von hochfrequenten Metallgittern verwendet, wobei die Spacer die finale Gitterstruktur bilden. Dieses Verfahren ermöglicht die Herstellung von Gittern aus nahezu jedem Material mit hohen Aspektverhältnissen. Hierbei ist es jedoch wichtig, dass die Breite der Primärgitterstruktur in Abhängigkeit der Spacerdicke so gewählt wird, dass alle Spacer den gleichen Abstand voneinander haben. Ist dies nicht der Fall, entsteht

eine Asymmetrie und die Periode der hergestellten Struktur entspricht der Lithographieperiode. Verfahrensbedingt kann es bei weiteren Prozessschritten zu Ausbildung einer Asymmetrie in der Gitterstruktur kommen, die sich auf die optische Funktion der hergestellten Elemente auswirkt. Diese Diskussion ist Inhalt von Abschnitt 5.2.2. Neben der Herstellung von Strukturen in der Halbleiterindustrie [174] wurde der Prozess auch für die Herstellung von hochfrequenten Stempeln für die Imprintlithographie verwendet [171, 175].

Abbildung 5.2 zeigt schematisch und anhand von REM-Aufnahmen den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Double-Patterning-Prozess zur Herstellung von Drahtgitterpolarisatoren am Beispiel eines Iridiumpolarisators mit einer Periode von 100 nm. Die Schritte (a) bis (f) sind nachfolgend näher erläutert.



**Abb. 5.2:** Prozesskette zur Herstellung von Drahtgitterpolarisatoren in einem Double-Patterning-Prozess.

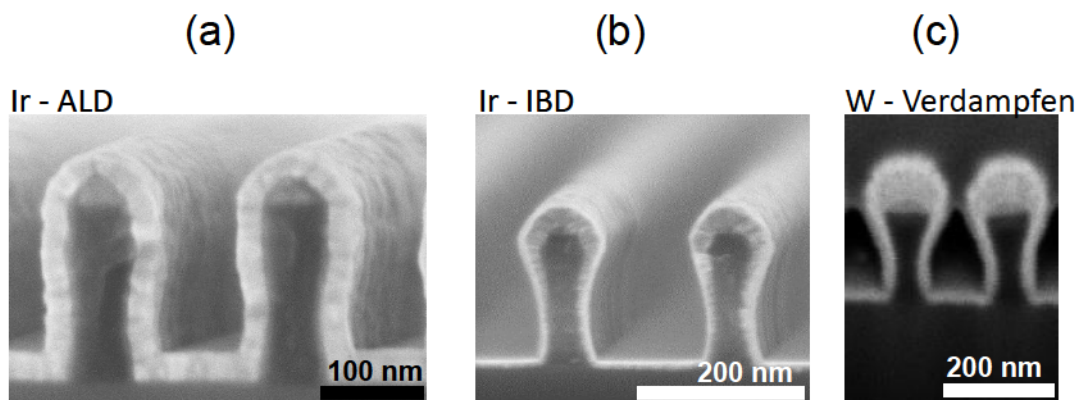
- (a) Ausgangspunkt der Prozesskette ist ein Fused-Silica-Substrat mit einem Schichtstapel bestehend aus einem getemperten Photoresist, einer Chromschicht und einem elektronenstrahlempfindlichen Resist (ZEP 520).

- (b) Nach Belichtung des Resists durch Elektronenstrahlolithographie und anschließender Entwicklung wird diese Resiststruktur mit 200 nm Periode in einem ICP-Ätzprozess in die Chromschicht übertragen.
- (c) Die Chromschicht dient nun als Hartmaske für die Strukturierung der getemperten Polymerschicht durch einen weiteren ICP-Ätzprozess. Das getemperte Polymergitter bildet hierbei das Primärgitter.
- (d) Von großer Bedeutung für die Herstellung ist die folgende Überschichtung des Primärgitters mit dem Gittermaterial. Hierbei ist die Ausbildung einer möglichst homogenen Schichtdicke an den Seitenwänden erwünscht, die maßgeblich die Stegbreite des Metallgitters bestimmt. Auf diesen Prozessschritt wird im nachfolgenden Abschnitt näher eingegangen.
- (e) Nach der Beschichtung wird mittels Ionenstrahlätzen das Material auf den Gitterstegen und in den Gittergräben entfernt, so dass die Oberfläche des Primärgitters frei liegt und sich das Material aus den Gräben nur noch an den Seitenwänden des Primärgitters befindet.
- (f) In einem abschließenden ICP-Ätzprozess wird das Primärgitter entfernt, so dass lediglich das Metallgitter mit 100 nm Periode erhalten bleibt.

### **5.2.1 Beschichtung des Primärgitters und Implementierung der ALD-Technologie in die Prozesskette**

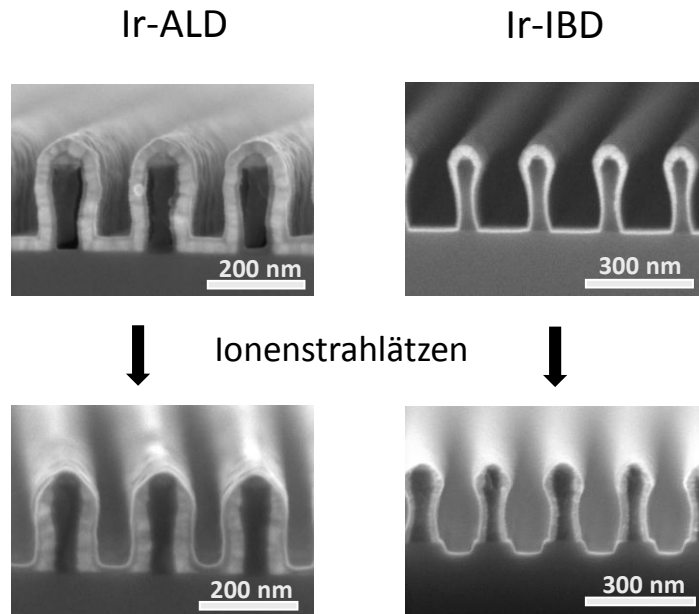
Die Wahl des Beschichtungsverfahrens hat eine große Bedeutung in dem im vorhergehenden Abschnitt aufgezeigten Double-Patterning-Prozess. Die Dicke der an den Seitenwänden des Primärgitters abgeschiedenen Schicht definiert die Stegbreite der Gitterstruktur und damit wesentlich die optische Funktion des Polarisators. Weiterhin hat das Beschichtungsverfahren einen Einfluss auf die optischen Eigenschaften des abgeschiedenen Metalls [176, 177]. Im Rahmen der Arbeit standen die Beschichtungsverfahren Ionenstrahlabscheidung (IBD), Sputtern, Verdampfen und

ALD zur Verfügung. Die Gittermaterialien Aluminium, Iridium, Silizium und Wolfram konnten durch ein IBD- beziehungsweise Sputterverfahren abgeschieden werden. Wolfram konnte zusätzlich in einem Verdampfungsprozess aufgebracht werden. ALD-Prozesse waren lediglich für Titandioxid und Iridium verfügbar [178, 179]. Ziel der Beschichtung ist die Ausbildung einer möglichst homogenen Metallschicht an den Seitenwänden des Primärgitters. Des Weiteren sollte die Schichtdicke gut über das Beschichtungsverfahren kontrollierbar sein. Abbildungen 5.3 (a)-(c) zeigen mit den drei genannten Verfahren überschichtete Primärgitter. In Abbildung 5.3 (a) und (b) sind jeweils 30 nm Iridium durch ALD (a) beziehungsweise IBD (b) aufgebracht, während in Abbildung 5.3 (c) 50 nm Wolfram durch Bedampfen beschichtet wurden. Die angegebene Schichtdicke entspricht der Schichtdicke auf einer planen Oberfläche. Es ist deutlich ersichtlich, dass die ALD-Beschichtung eine homogene Schicht mit



**Abb. 5.3:** REM-Aufnahmen je eines mit Iridium durch ALD (a) und Sputtern (b) beschichteten sowie mit Wolfram bedampften (c) Primärgitters.

konstanter Schichtdicke auf dem Primärgitter bildet. Im Gegensatz dazu weisen die Beschichtungen durch IBD und Verdampfen eine ähnliche nicht konstante Schichtdickenverteilung am Primärgitter auf. Die Schichtdicke ist auf dem Gittersteg am größten, und nimmt an den Seitenwänden des Gittersteges nach unten hin ab. Im Graben ist die Schichtdicke über die gesamte Grabenbreite konstant. Bei beiden Verfahren kommt es zu Abschattungseffekten durch die Gitterstege und einem An-



**Abb. 5.4:** REM-Aufnahmen der mit Iridium durch ALD und IBD beschichteten Primärgitter nach der Beschichtung und dem folgenden Ionenstrahlätzprozess.

wachsen der Schicht auf den Stegen, was zu der inhomogenen Schichtdickenverteilung und einer Begrenzung der maximalen Schichtdicke an den Seitenwänden des Primärgitters führt. Dadurch lässt sich mittels Verdampfen und IBD die Schichtdicke an den Seitenwänden des Primärgitters nur bedingt einstellen. Durch das nachfolgende Ionenstrahlätzen wird die Homogenisierung der Schichtdicke erzielt. Hierbei wird Material aus dem Graben des Gitters als Redeposit zusätzlich an der Seitenwand abgelagert. Abbildung 5.4 zeigt die bereits in Abbildung 5.3 (a) und (b) dargestellten Primärgitter nach der Beschichtung mit 30 nm Iridium durch je einen ALD- beziehungsweise IBD-Prozess nach dem Beschichten und dem darauf erfolgten Ionenstrahlätzprozess. Es ist deutlich zu sehen, dass die Iridiumschichtdicke an den Seitenwänden des mit ALD beschichteten Primärgitters viel größer ist als an dem durch Ionenstrahlabscheidung beschichteten Gitter. Des weiteren ist zu erkennen, dass durch die inhomogene Schichtdickenverteilung am durch IBD beschichteten Primärgitter das Substrat im Ionenstrahlätzprozess mit strukturiert (angeätzt) wur-



de, was eine Verunreinigung der Metallschicht mit dem Substratmaterial und einen Einfluss auf die optische Funktion zur Folge hat. Bei der ALD-Schicht kommt es hierbei lediglich zu einer Vergrößerung der Schichtdicke.

Im Vergleich der diskutierten Beschichtungsverfahren zeigt die ALD-Technologie das größte Potential für die Verwendung in einem Spacer-Double-Patterning-Prozess, da nur diese Technologie einen großen Freiheitsgrad bei der Einstellung der Schichtdicke auf der Seitenwand des Primärgitters aufweist [180]. Weiterhin erleichtert die homogene Schichtdicke auf dem Gittersteg und im Graben die Entfernung dieser Schichten im darauffolgenden Ätzschritt.

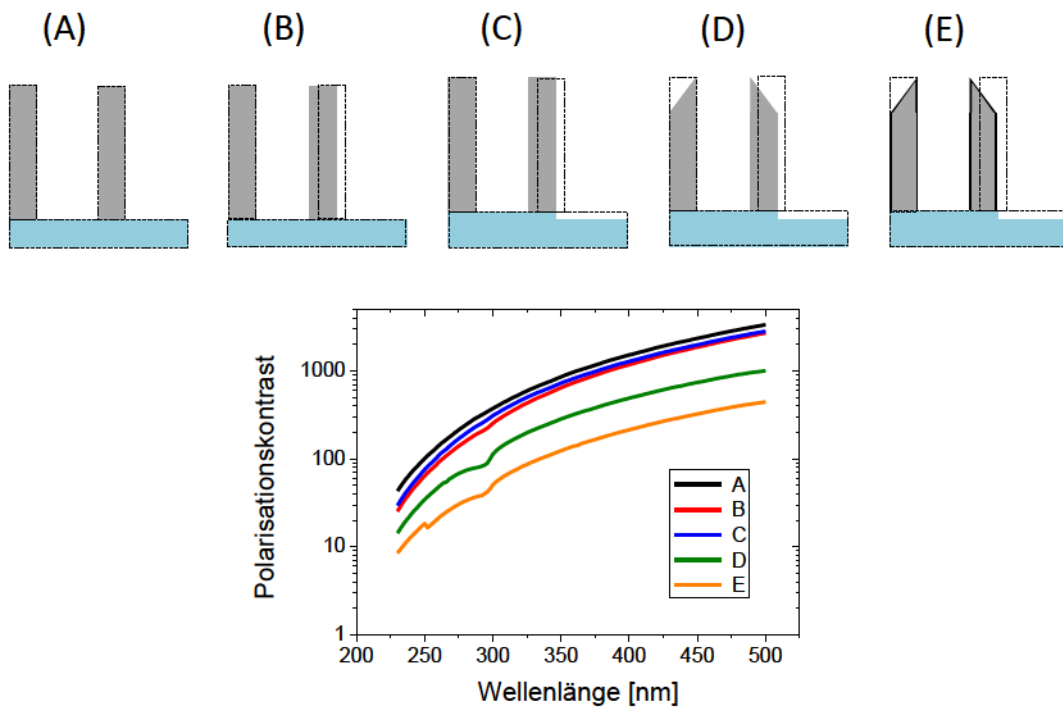
## **5.2.2 Einfluss des Herstellungsprozesses auf die optische Funktion**

Die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellte Technologiekette ermöglicht die Herstellung von Gitterstrukturen mit einer im Rahmen dieser Arbeit geforderten Periode von 100 nm. In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen des Herstellungsprozesses auf die geometrischen Parameter der Gitterstruktur und der daraus folgende Einfluss auf die optischen Eigenschaften diskutiert.

Mit dem Double-Patterning-Verfahren hergestellte Gitter unterscheiden sich in ihrer Geometrie von der in der Simulation angenommenen binären Gitterstruktur. Dies hat zur Folge, dass sich die gemessene optische Funktion der hergestellten Elemente von der in der Simulation berechneten optischen Funktion, hierbei insbesondere dem Polarisationskontrast, unterscheidet. Die Ursachen sind:

- Lithographie: Abweichungen von der idealen Stegbreite des Resistbildes, und somit der Stegbreite des Primärgitters, führen zu einer nicht äquidistanten Ausbildung der Spacer.
- Ätzen: Das senkrechte Ionenstrahlätzen kann zu einer Überätzung führen, die das Substrat strukturiert. Weiterhin führen die verwendeten Ätzprozesse zu einer Verrundung der Kanten des Spacers.

- Materialparameter: Manche Materialien bilden unter der Anwesenheit von Sauerstoff oder durch die Behandlung während der Herstellung Oxidschichten, die die effektive Metalldicke verringern. Dazu kommt es bei der Anlagerung von Redepositen zur Bildung von Mischschichten.



**Abb. 5.5:** Simulation des Polarisationskontrastes des Überganges von einem idealen binären Gitter (A) zu einer realen durch den Herstellungsprozess bedingten Gitterstruktur (E) mit den Zwischenschritten (B)-(D). Die ideale Gitterstruktur ist durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet und die jeweils simulierte Gitterstruktur ist farbig dargestellt. Das ideale Gitter (A) hat eine Periode von 100 nm, eine Steghöhe von 150 nm, einen Füllfaktor von 0,3 und das Gittermaterial ist Aluminium.

Abbildung 5.5 stellt den Einfluss der Abweichungen des realen Gitterprofils vom simulierten Gitterprofil auf den Polarisationskontrast dar. Das ideale Gitterprofil (A) ist ein Aluminiumgitter mit 100 nm Periode, einem Füllfaktor von 0,3 und einer Steghöhe von 150 nm. Die Skizzen B bis E stellen prozessbedingte Abweichungen

in der Reihenfolge, wie sie im Prozess auftreten dar. Der berechnete Polarisationskontrast im darunter liegenden Diagramm entspricht dem der in den Skizzen dargestellten Strukturen. Skizze (A) zeigt zwei Perioden, beziehungsweise eine zur Beschreibung des Double-Patterning-Verfahrens notwendige Einheitszelle, der idealen binären Gitterstruktur. In (B) wurde als mögliche Konsequenz der Lithographie der rechte Gittersteg um 10 nm nach links verschoben, was eine Überperiode von 200 nm zur Folge hat. Das Überätzen von 10 nm in das Substrat ist in (C) dargestellt, während (D) die prozesstypische Verrundung der Gitterstege zeigt. Der abgeflachte Bereich an der Gitterspitze hat hier eine Höhe von 40 nm. Die Ausbildung der 2 nm dicken nativen Oxidschicht von Aluminium ist in (E) simuliert. Dem Diagramm ist zu entnehmen, dass der Polarisationskontrast im gesamten untersuchten Spektralbereich von Kurve (A) zu Kurve (E) um eine Größenordnung abnimmt. Für die hergestellten Elemente liegt immer eine Vermischung dieser Effekte vor und der gemessene Polarisationskontrast liegt unterhalb der für ein ideales binäres Gitter simulierten Werte. Die Schritte (B), (D) und (E) zeigen den größten Einfluss auf den Polarisationskontrast und werden im Folgenden näher betrachtet.

### **Einfluss der Stegbreite des Primärgitters**

Die Stegbreite des Primärgitters bestimmt jeweils den Abstand  $w_1$  eines Paares von Gitterstegen. Dieser sollte genauso groß sein wie der Abstand  $w_2$ , der durch die Grabenbreite  $w$  des Primärgitters und die Breite der Metallstege  $b$  definiert wird ( $w_2 = w - 2b$ ). Für eine exakte Periodizität des Gitters ist es notwendig, dass  $w_1 = w_2$  ist. Dies ist von der resultierenden Breite der Gitterstege und der Stegbreite des Primärgitters abhängig. Abbildung 5.6 zeigt je eine REM-Aufnahme von hergestellten Iridiumgittern mit der Beziehung  $w_1 \approx w_2$  und  $w_1 \neq w_2$ . Das Gitter in Abbildung 5.6 (a) weist eine Periodizität der Gitterstege von 100 nm auf, während in Abbildung 5.6 (b) deutlich eine Überperiode von 200 nm zu erkennen ist mit zwei Gitterstegen innerhalb einer Periode. Abbildung 5.7 (a) zeigt die berechnete Abhängigkeit der optischen Funktion eines Iridiumgitters mit einer Stegbreite von

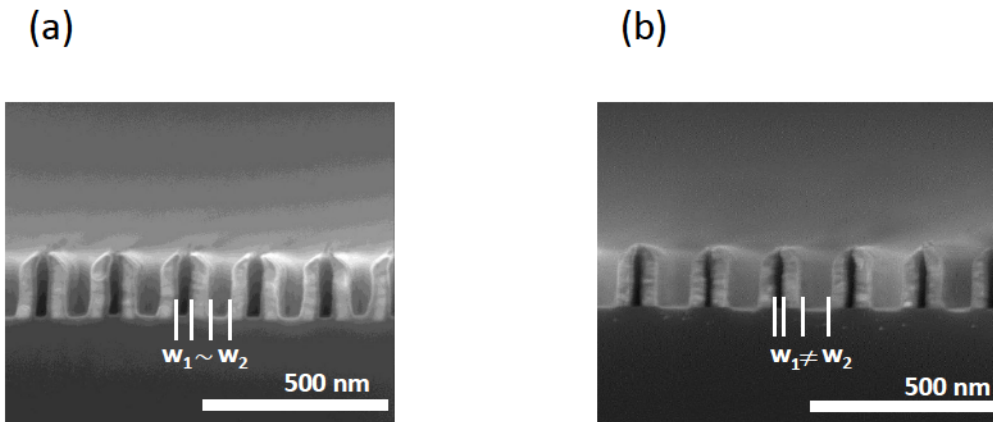


Abb. 5.6: REM-Aufnahme eines hergestellten Drahtgitterpolarisators mit (a) ungleichem Verhältnis der Abstände  $w_1$  und  $w_2$  und (b) nahezu gleichem Verhältnis.

30 nm und einer Steghöhe von 150 nm von der Stegbreite des Primärgitters  $w_1$ . Für die schwarze Kurve mit einer Gitterperiode von 100 nm beträgt der Abstand  $w_1$  70 nm. Für die weiteren berechneten Kurven wurde der Abstand  $w_1$  verringert bis beide Gitterstege vereinigt sind und eine Gitter mit 200 nm Periode und 60 nm Stegbreite repräsentieren (pinke Kurve). Hierbei ist ersichtlich, dass der Polarisationskon-

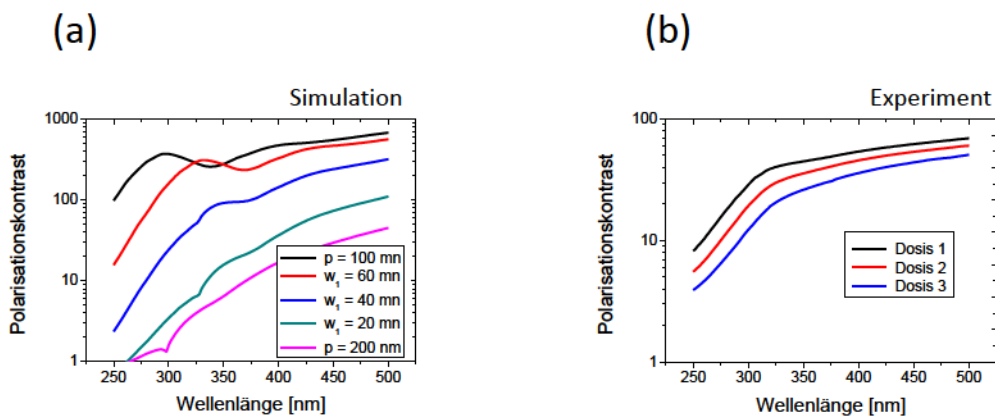


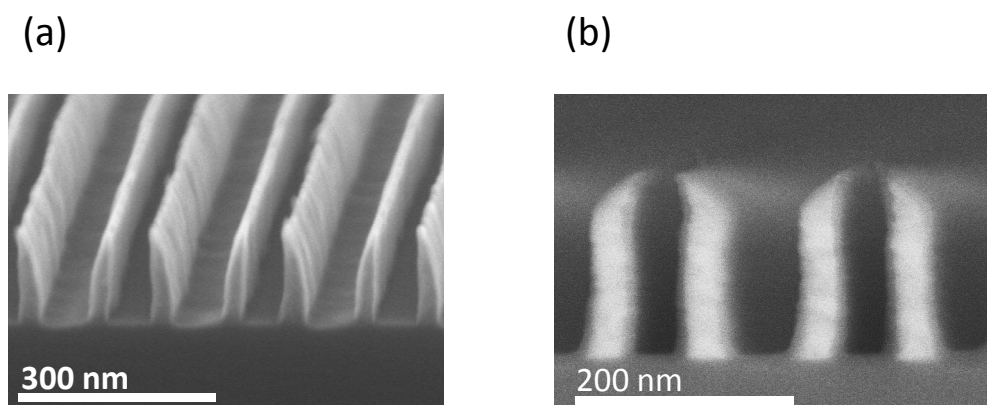
Abb. 5.7: Berechnete (a) und gemessene (b) Auswirkung der Stegbreite des Primärgitters  $w_1$  auf den Polarisationskontrast.

trast mit kleiner werdendem Abstand  $w_1$  deutlich abnimmt. Für die Gitter mit einer von 100 nm abweichenden Periode können in der Simulation ab einer Wellenlänge

von 296 nm weitere Beugungsordnungen beobachtet werden. Abbildung 5.7 (b) zeigt eine experimentelle Bestätigung der Abnahme des Polarisationskontrastes mit geringer werdender Stegbreite des Primärgitters für ein Iridiumgitter mit einer Periode von 100 nm. Über die Belichtungs-dosis wurde bei der elektronenstrahlolithographischen Belichtung die Stegbreite des Primärgitters variiert. Hierbei hatte Dosis 1 den geringsten und Dosis 3 den größten Wert, d.h. bei Belichtung des Gittergrabens und der Verwendung von Positivresist ist für die Dosis 1 die Stegbreite des Primärgitters  $w_1$  am größten und für Dosis 3  $w_1$  am kleinsten.

### **Einfluss der Kantenverrundung**

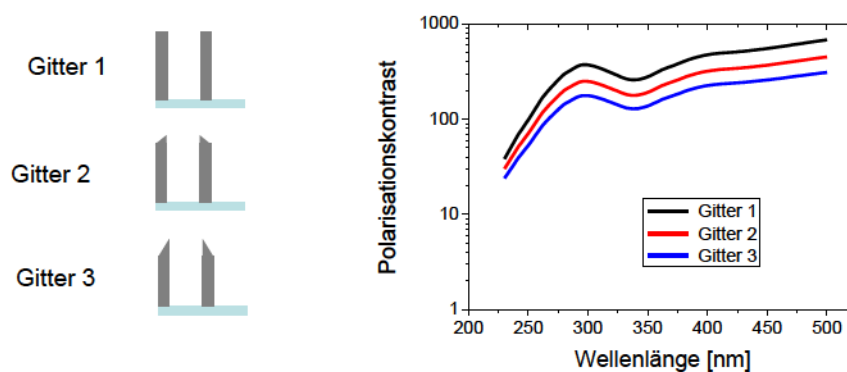
Wie in Abbildung 5.5 gezeigt, hat neben der Stegbreite des Primärgitters die Verrundung der Gitterstege einen wesentlichen Einfluss auf die optische Funktion von Drahtgitterpolarisatoren [181]. Durch den anisotropen Ätzprozess runden sich die Spitzen der Gitterstege in Richtung des Gittergrabens des Primärgitters hin ab (siehe Abbildung 5.8). Dieser Effekt ist durch den Herstellungsprozess bedingt und wurde ebenfalls in [171] und [163] beobachtet. Das Maß der Abrundung ist, wie



**Abb. 5.8:** REM-Aufnahmen von hergestellten Drahtgitterpolarisatoren mit starker (a) und geringerer (b) Verrundung der Spitzen der Gitterstege.

in Abbildung 5.8 zu sehen, von den jeweiligen Herstellungsbedingungen abhängig. Das in Abbildung 5.8 (a) gezeigte Aluminiumgitter weist eine stärkere Verrundung

auf als das in Abbildung 5.8 (b) gezeigte Iridiumgitter. Der Unterschied im Herstellungsprozess beider Gitter liegt in der Ätzdauer beim Ionenstrahlätzen, die für das Aluminiumgitter durch die inhomogene IBD-Beschichtung länger als für das homogen mittels ALD beschichtete Iridiumgitter ist. Ausschlaggebend ist hierbei die Schichtdicke auf dem Gittersteg. Zum Nachweis der Abhängigkeit von der Gitter-

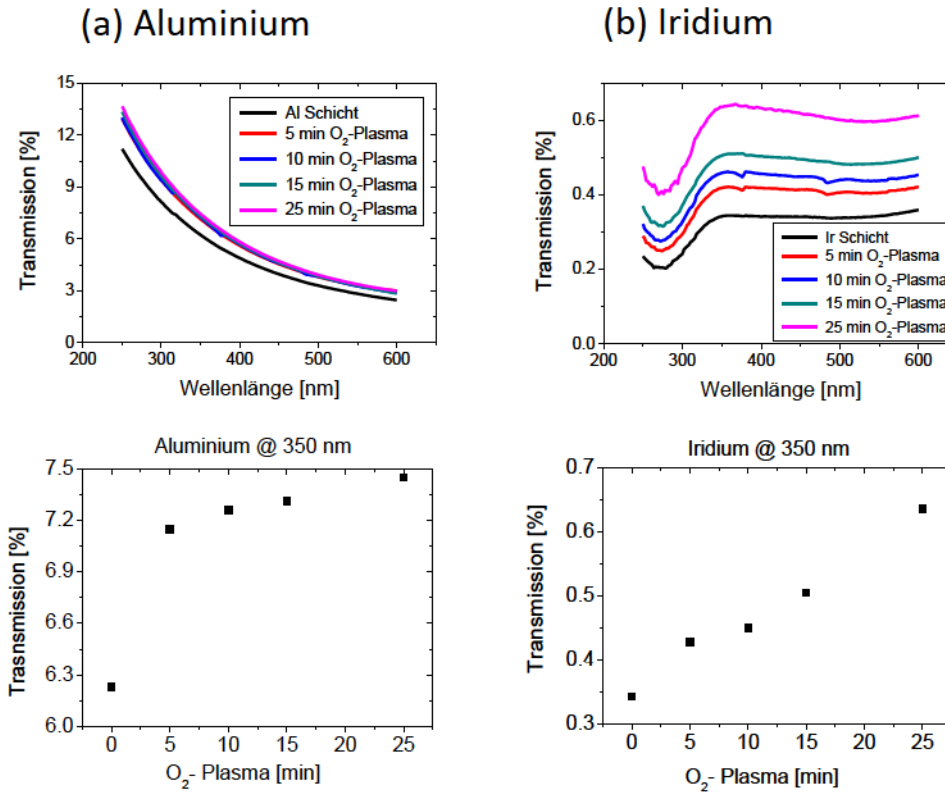


**Abb. 5.9:** Am Beispiel von drei Gitterkonfigurationen berechneter Einfluss der Kantenverrundung auf den Polarisationskontrast.

form ist in Abbildung 5.9 der berechnete Polarisationskontrast für drei verschiedene Gitterkonfigurationen dargestellt. Das simulierte Iridiumgitter hat eine Gitterperiode von 100 nm, eine Höhe von 150 nm und einen Füllfaktor von 0,3, wobei Gitter 1 ein binäres Gitterprofil, Gitter 2 eine 20 nm hohe Abflachung und Gitter 3 eine 40 nm hohe Schräge an der Spitze des Gittersteges hat. Es ist ersichtlich, dass der Polarisationskontrast stark von der Form der Gitterstege abhängig ist. Mit zunehmender Abweichung vom idealen binären Gitterprofil sinkt der Polarisationskontrast. Der Grund hierfür liegt im Anstieg der Transmission von TE-polarisiertem Licht, der in der lokalen Verringerung des Füllfaktors an den Spitzen der Gitter begründet ist und ein tieferes Eindringen des elektrischen Feldes in den Gittergraben ermöglicht.

### **Einfluss der Prozesskette auf die Materialeigenschaften**

Der in Abbildung 5.2 dargestellte Herstellungsprozess beeinflusst neben den geometrischen Parametern des Gitters auch die optischen Eigenschaften des Gittermaterials. Hierbei kommt es zu zwei wesentlichen Effekten. Einerseits zur Verunreinigung des Gittermaterials durch Redeposite des Substratmaterials während des Ionenstrahlätzprozesses zur Entfernung des Gittermaterials auf den Gitterstegen und in den Gräben und andererseits zur Bildung einer Oxidschicht beim abschließenden ICP-Ätzprozess zur Entfernung des Primärgitters, beziehungsweise zur Bildung einer nativen Oxidschicht beim Kontakt mit Sauerstoff. Im angesprochenem ICP-Ätzprozess kann es, abhängig von den Materialeigenschaften, zur Ausbildung einer Oxidschicht oder der Vergrößerung einer nativen Oxidschicht an der Oberfläche des Metalls kommen. Zur Überprüfung der Materialbeständigkeit im verwendeten  $O_2$ -ICP-Ätzprozess wurden Aluminium-, Iridium- und Wolfram-Schichten analog dem Herstellungsprozess für vier Minuten geätzt. Untersucht wurden die Schichten nach dem Ätzen durch spektrometrische Transmissionsmessungen. Es ist zu erwarten, dass mit einer Zunahme der Ätzzeit die Transmission durch den physikalischen Materialabtrag, bedingt durch die beteiligten Ionen am ICP-Prozess, gleichmäßig ansteigt. Kommt es hingegen zu einem sprunghaften Anstieg der Transmission, handelt es sich um eine Veränderung der Materialeigenschaften wie zum Beispiel der Bildung oder Verdickung einer Oxidschicht. Abbildung 5.10 zeigt beispielhaft die wellenlängenabhängige Transmission der Metalle Aluminium und Iridium nach unterschiedlichen Ätzzeiten sowie den Verlauf der Transmission über der Ätzzeit bei einer festen Wellenlänge von 350 nm. Es ist deutlich ersichtlich, dass bei der Aluminiumschicht in Abbildung 5.10 (a) nach 5 Minuten Ätzzeit ein starker Anstieg der Transmission von etwa 6,2% auf 7,2% zu sehen ist, während es für längere Ätzzeiten zu einem leichten linearen Anstieg der Transmission kommt. Für Iridium ist in Abbildung 5.10 (b) nur der lineare Anstieg zu beobachten. Unterschiede im Oxidationsmechanismus für beide Materialien sind bereits in Abschnitt 4.2.2 beschrieben und es ist gut zu erkennen, dass es bei Aluminium zu einer schnellen



**Abb. 5.10:** Gemessene wellenlängenabhängige Transmission in Abhängigkeit von der Dauer der Plasmabehandlung für (a) Aluminium- und (b) Iridium-Schichten (oben) sowie die Transmission bei einer Wellenlänge von 350 nm in Abhängigkeit der Ätzzeit.

Vergrößerung der Oxidschichtdicke (sprunghafter Anstieg der Transmission) kommt, die bei gleichbleibenden äußeren Bedingungen einen Gleichgewichtszustand erreicht und nicht weiter anwächst. Die Oxidation von Aluminium in einem Sauerstoffplasma ist in der Literatur bekannt und wird zur Herstellung von Tunnelkontakten verwendet [151]. Während die Bildung der Oxidschicht an der Außenseite der Gitterstege im Vergleich zu einem Gittersteg aus reinem Aluminium die Transmission von TM-polarisiertem Licht leicht erhöht, wird der Polarisationskontrast durch die Erhöhung der Transmission für TE-polarisiertes Licht deutlich verkleinert. Die optische Funktion eines Gittersteges mit einer äußerlichen Oxidschicht kann mit der



eines Gittersteges mit einer um den Betrag der Oxiddicke verringerten Stegbreite und Steghöhe verglichen werden [59]. Neben der Bildung einer Oxidschicht an der Oberfläche des Metalls führt die Verunreinigung des Gittermaterials mit dem Substratmaterial während des Ionenstrahlätzens ebenfalls zu einer Veränderung der optischen Funktion des Drahtgitterpolarisators. Hierbei bildet sich am Gittersteg eine Mischschicht aus dem Gittermaterial, dem Redeposit des Substratmaterials und gegebenenfalls dem an der Oberfläche gebildeten Metalloxid (z.B. bei Aluminium). Die Dispersion der Mischschicht kann mit Hilfe von Mischungsregeln, basierend auf der Effektiven-Medium-Theorie, berechnet werden [182]. In [183] konnte gezeigt werden, dass für in einem analogen Double-Patterning-Prozess hergestellte Aluminiumringe mit Hilfe der Mischungsregeln die experimentellen Ergebnisse durch die Simulation mit effektiven Mischbrechzahlen nachvollzogen werden können. Die Auswirkung der Mischschichtbildung wird in Abschnitt 6.3.3 am Beispiel eines Wolframpolarisators genauer erläutert.

# 6 Polarisatoren für verschiedene Spektralbereiche

*Dieses Kapitel beschäftigt sich basierend auf den Überlegungen der zwei vorangegangenen Kapitel mit der Modellierung, Herstellung und Charakterisierung der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Drahtgitterpolarisatoren für die Zielwellenlängen 365 nm, 248 nm und 193 nm.*

## 6.1 Siliziumpolarisator für die Zielwellenlänge 365 nm

Die Verwendung des Halbleiters Silizium als alternatives Gittermaterial für Drahtgitterpolarisatoren ist von großem Interesse, weil die Strukturierbarkeit gut erforscht und die Implementierbarkeit in Halbleitersysteme gegeben ist. 1995 haben S.Y. Chou und W. Deng Siliziumgitter verschiedener Perioden auf ihre polarisierende Wirkung bei einer Wellenlänge von 633 nm untersucht, jedoch kein spektrales Verhalten oder eine Eignung für den UV-Bereich diskutiert [184, 185]. Ein weiterer Ansatz für eine Anwendung von Siliziumgittern als Polarisator sind Elemente auf Basis des sogenannten Guided-Mode-Resonance-Effektes [186, 187] für den infraroten Spektralbereich um eine zentrale Wellenlänge von 1550 nm. Diese können ebenfalls für die Herstellung von Farbfiltern auf der Basis von Siliziumgittern genutzt werden [188]. Silizium als Gittermaterial für den UV-Bereich wird in [9] und [54] diskutiert, und Gitterstrukturen mit Perioden kleiner 100 nm für Anwendungen bis zu 193 nm Wellenlänge hergestellt. Die in diesem Abschnitt diskutierten Polarisatoren nutzen die durch die Bandstruktur von Silizium bedingten Absorptionseigenschaften für eine

Anwendung um eine Wellenlänge von 365 nm.

### 6.1.1 Modellierung der optischen Eigenschaften

Bei Silizium handelt es sich um einen Halbleiter, dessen optische Eigenschaften maßgeblich durch seine Bandstruktur bestimmt werden. Silizium ist ein indirekter Halbleiter mit einer fundamentalen Bandlücke von etwa 1,1 eV (1127 nm). Das Material Silizium kann kristallin und amorph auftreten. Abbildungen 6.1 (a) und 6.1 (b) zeigen den spektralen Verlauf der Brechzahl  $n$  und des Extinktionskoeffizienten  $k$ , beziehungsweise des Real- und Imaginärteils der komplexen Brechzahl  $\hat{n}=n+ik$ , von kristallinem und amorphem Silizium. Im Fall des kristallinen Siliziums ist der Imaginärteil der komplexen Brechzahl, und damit auch der Absorptionskoeffizient  $\alpha$ , für Wellenlängen oberhalb 400 nm nahezu Null und steigt für kleinere Wellenlängen merklich an. Er besitzt zwei charakteristische Maxima bei  $\lambda = 354$  nm ( $E_1=3,4$  eV) und  $\lambda = 288$  nm ( $E_2=4,2$  eV). Diese Maxima sind direkten Bandübergängen zuzuordnen, die das Absorptionsverhalten von Silizium im Vergleich zum indirekten Bandübergang bei 1,1 eV dominieren [70]. Aufgrund der fehlenden Fernordnung weist der Extinktionskoeffizient für amorphes Silizium lediglich ein breites Maximum bei etwa 3,6 eV (344 nm) auf [189]. Die optische Funktion

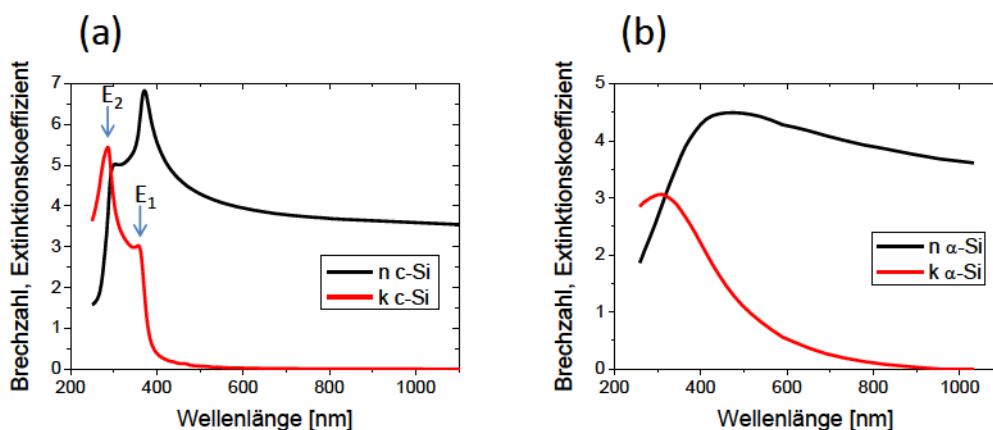
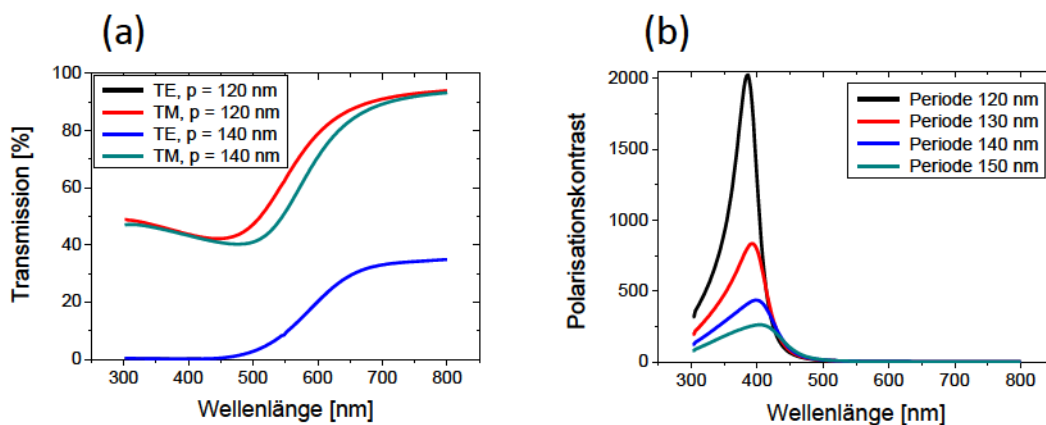


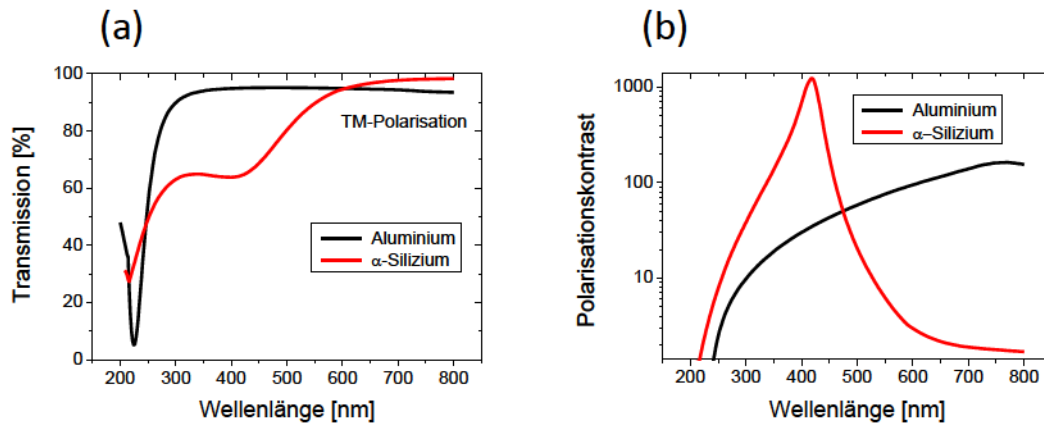
Abb. 6.1: Wellenlängenabhängige Brechzahl  $n$  und Extinktionskoeffizient  $k$  von (a) kristallinem und (b) amorphem Silizium.

von Siliziumdrahtgitterpolarisatoren ist somit auf den UV-Spektralbereich um eine Zielwellenlänge von 365 nm beschränkt. Eine breitbandige optische Funktion bis in den sichtbaren oder infraroten Spektralbereich ist hingegen nicht möglich. Der Brechzahlverlauf von amorphem Silizium zeigt einen Anstieg des Imaginärteils  $k$  bereits im sichtbaren Spektralbereich und verspricht somit eine optische Funktion in einem größeren Wellenlängenbereich als kristallines Silizium. Für alle folgenden Untersuchungen und die experimentelle Realisierung wird aus diesem Grund amorphes Silizium als Gittermaterial gewählt. Abbildung 6.2 zeigt die berechnete opti-



**Abb. 6.2:** Simulation der spektralen Transmission (a) und des Polarisationskontrastes (b) von Siliziumpolarisatoren für verschiedene Perioden. Die angenommene Gitterhöhe beträgt 80 nm und der Füllfaktor 0,5.

sche Funktion von Siliziumpolarisatoren mit einer Gitterhöhe von 80 nm und einem Füllfaktor von 0,5 für unterschiedliche Perioden. Der Polarisationskontrast (siehe Abbildung 6.2 (b)) ist bis zu einer Wellenlänge von 500 nm nahezu null, steigt für kleiner werdende Wellenlängen bis zu einem charakteristischen Maximum an und fällt dann wieder ab. Das Maximum nimmt mit kleiner werdender Gitterperiode zu und verschiebt sich zu kleineren Wellenlängen. Die berechnete Transmission für TM-polarisiertes Licht unterscheidet sich in den berechneten Kurven im UV-Bereich jedoch nur geringfügig (siehe Abbildung 6.2 (a)). Abbildung 6.3 vergleicht die optische Funktion von Drahtgitterpolarisatoren mit den Gittermaterialien Silizium und dem aus der Literatur bekannten Aluminium. Die Gitterparameter sind eine Periode



**Abb. 6.3:** Simulation von TM-Transmission (a) und Polarisationskontrast (b) von je einem Silizium- und Aluminiumgitter mit einer Periode von 140 nm, einer Gitterhöhe von 100 nm und einem Füllfaktor von 0,3.

von 140 nm, eine Gitterhöhe von 100 nm und eine Stegbreite von 42 nm (entspricht einem Füllfaktor von 0,3). Bei identischer Gitterkonfiguration weist der Siliziumpolarisator im UV-Bereich den höheren Polarisationskontrast auf. Die Transmission liegt aber unterhalb derer von Aluminium. Auffällig ist, dass sich die polarisierende Wirkung von Aluminiumgittern bis in den infraroten Spektralbereich fortsetzt, während Siliziumpolarisatoren auf den UV-Spektralbereich beschränkt sind. Die Erklärung für dieses Verhalten liegt in dem bereits beschriebenen Absorptionsverhalten von amorphen Silizium. Wie in Abbildung 6.1 (b) ersichtlich ist, ist der Realteil der Brechzahl bei 500 nm und 400 nm nahezu konstant, wobei der Imaginärteil stark ansteigt. Durch den starken Anstieg des Imaginärteils  $k$  der Brechzahl kommt es zu einer exponentiellen Abnahme der Skintiefe, die das Eindringen des elektrischen Feldes in das Gittermaterial beschreibt. Die Skintiefe  $\delta$  berechnet sich aus dem Reziprokwert des bereits in Gleichung 3.11 eingeführten Absorptionskoeffizienten  $\alpha$

$$\delta = \frac{1}{\alpha}. \quad (6.1)$$

Abbildung 6.4 (a) zeigt die Skintiefe in Abhängigkeit der Wellenlänge, wobei die exponentielle Abnahme der Skintiefe deutlich erkennbar ist. In Abbildung 6.4 (b)

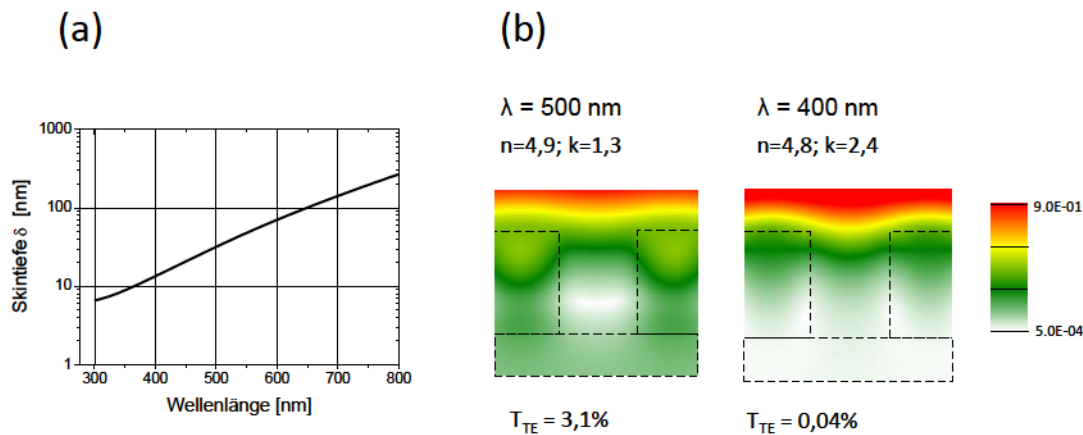


Abb. 6.4: Berechnete Skintiefe für amorphes Silizium (a) und berechnete Amplitude des elektrischen Feldes (b) für TE-Polarisation bei einem Siliziumgitter bei 500 nm und 400 nm Wellenlänge.

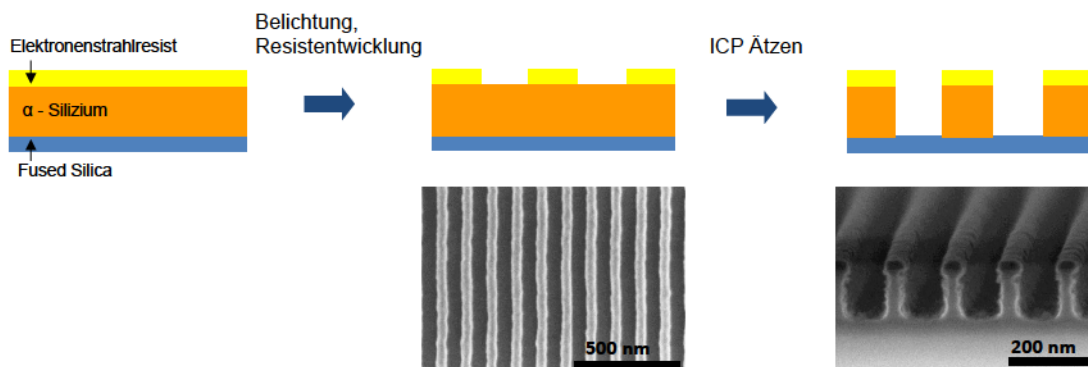
ist die berechnete Amplitude des elektrischen Feldes für TE-polarisiertes Licht für die Wellenlängen 500 nm und 400 nm dargestellt. Bei nahezu gleichem Realteil der Brechzahl steigt der Imaginärteil von 1,3 auf 2,4 an. Dies hat zur Folge, dass die Eindringtiefe in den Gittersteg wie in Abbildung 6.4 (a) gezeigt für kleiner werdende Wellenlängen deutlich abnimmt. Die berechnete Skintiefe liegt für 400 nm Wellenlänge bei 13,4 nm und für 500 nm bei 31,8 nm. Durch die Verdrängung des Feldes aus dem Gittersteg, und damit auch aus dem Gittergraben, sinkt die Transmission für TE-polarisiertes Licht um zwei Größenordnungen von 3,1% auf 0,04%, damit steigt der Polarisationskontrast von 14 auf 1116. Dieses auf den UV-Bereich beschränkte Polarisationsverhalten unterscheidet Silizium signifikant als Gittermaterial von Metallen wie Aluminium oder Iridium, die eine breitbandige Funktion als Polarisator ermöglichen [135].

### 6.1.2 Herstellung von Silizumpolarisatoren

Wie im vorangegangenen Abschnitt bereits beschrieben wurden Siliziumgitter mit einer Höhe von 80 nm und Perioden von 140 nm und 120 nm Periode hergestellt. Der Prozessablauf für die Herstellung der binären Siliziumgitter ist in Abbildung 6.5



schematisch und anhand von REM-Aufnahmen dargestellt. In einem ersten Schritt (nicht abgebildet) wird auf das Substrat, hier Kieselglas (Fused Silica), eine 80 nm dicke amorphe Silizium gesputtert. Die Schichtdicke entscheidet über die Höhe der Gitterstruktur und somit maßgeblich über die optischen Eigenschaften. Auf die Siliziumschicht wird anschließend der elektronensensitive Resist EN034 aufgeschleudert. Nach Elektronenstrahlbelichtung und Entwicklung des Resists muss die Resistmaske in das Silizium übertragen werden. Die Strukturübertragung erfolgt durch einen ICP-Ätzprozess in einer Sentech SI 500-300 Anlage.



**Abb. 6.5:** Schematische Darstellung des Herstellungsprozesses von Silizium Gitterstrukturen, ergänzt mit REM-Aufnahmen einer hergestellten Struktur mit 120 nm Periode.

### 6.1.3 Charakterisierung der optischen Eigenschaften

Zur Charakterisierung der optischen Eigenschaften wurde die Transmission der Proben spektral für TE- und TM-polarisierte Beleuchtung mit einem Photospektrometer Lambda 950 der Firma Perkin Elmer bestimmt. Die gemessene Transmission und der daraus berechnete Polarisationskontrast für die hergestellten Silizium-Drahtgitterpolarisatoren mit Perioden von 120 nm und 140 nm sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Der Verlauf des Polarisationskontrastes in Abbildung 6.6 (b) zeigt das aus der Simulation erwartete Verhalten. Das Maximum des Polarisationskontrastes

für eine Periode von 120 nm ist deutlich höher als für eine Periode von 140 nm und von einer Wellenlänge von 420 nm hin zu 394 nm verschoben. Die TM-Transmission liegt für eine Periode von 120 nm, wie aus der Simulation zu erwarten, leicht oberhalb der Transmission des Gitters mit 140 nm Periode.

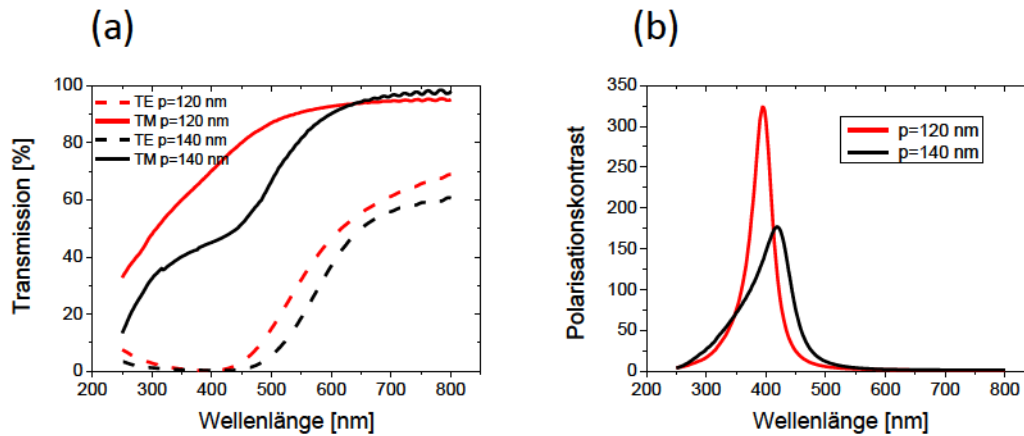


Abb. 6.6: Spektral gemessene TE- und TM-Transmission (a) und daraus berechneter Polarisationskontrast (b) der hergestellten Siliziumpolarisatoren.

## 6.2 Aluminium- und Iridiumpolarisatoren für die Zielwellenlänge 248 nm

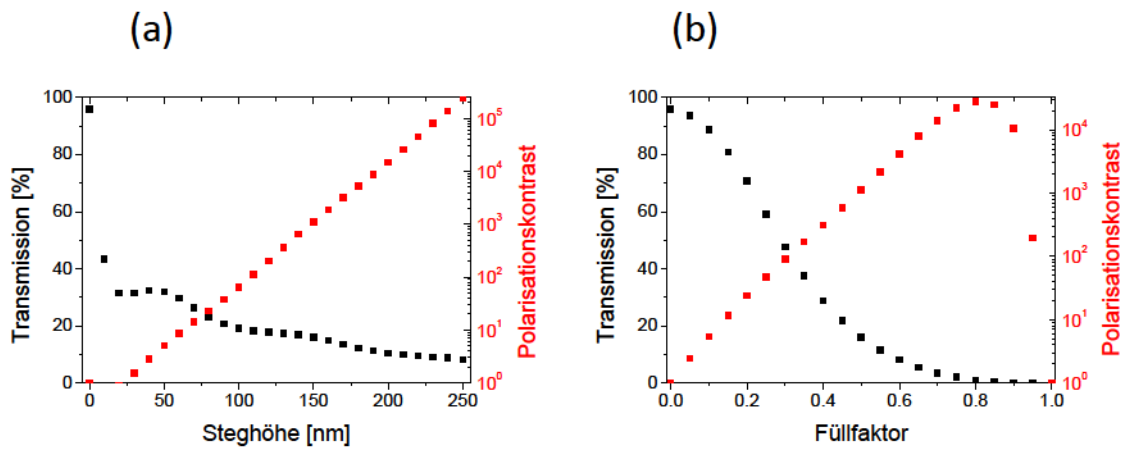
Anwendungen in der Halbleitertechnologie basierend auf optischen Systemen mit monochromatischer [190] oder breitbandiger Beleuchtung [191] verlangen nach optischen Komponenten mit einem breiten spektralen Anwendungsbereich vom sichtbaren bis in den UV-Bereich zu klassischen Laserwellenlängen von 266 nm oder 248 nm. Aufgrund der geeigneten optischen Eigenschaften ist Aluminium das bekannteste Gittermaterial für breitbandige Drahtgitterpolarisatoren bis in den UV-Bereich zu einer Wellenlänge von etwa 250 nm. Beispiele aus der Literatur sind hierfür Aluminiumgitterstrukturen mit Perioden von 100 nm [3] oder 118 nm [6]. Allerdings erfolgte die optische Charakterisierung in [3] lediglich für die Wellenlänge 450 nm und in [6] nur für einen Spektralbereich von 300 nm bis 900 nm mit einer zusätzlichen Messung



bei 266 nm. Wie bereits in Abschnitt 4.2.2 diskutiert, weist Aluminium eine geringe Beständigkeit gegenüber hohen Temperaturen auf. Eine Alternative stellt das oxidationsstabile Iridium als Gittermaterial dar. In diesem Abschnitt soll die Herstellung und Charakterisierung von Aluminium- und Iridiumgittern behandelt werden.

### 6.2.1 Modellierung der optischen Eigenschaften

Basierend auf den Überlegungen in Abschnitt 4.2.1 wurden Aluminium und Iridium als Gittermaterial für breitbandige Drahtgitterpolarisatoren bis zu einer Anwendungswellenlänge von 248 nm gewählt. Der spektrale Arbeitsbereich für Aluminium- und Iridiumpolarisatoren reicht vom IR- bis in den UV-Spektralbereich. Aus den Überlegungen in Abschnitt 4.2.1 ist ersichtlich, dass Aluminium im sichtbaren Spektralbereich eine höhere Transmission und einen höheren Polarisationskontrast aufweist als Iridium. Beide Materialien zeigen eine abfallende Transmission und einen abfallenden Polarisationskontrast zu kleinen Wellenlängen hin, so dass der spektrale Arbeitsbereich von der optischen Funktion im UV-Bereich begrenzt wird. Im Folgenden soll beispielhaft für ein Iridiumgitter mit einer Gitterperiode von 100 nm der Zusammenhang von geometrischer Gitterstruktur und optischer Funktion aufgezeigt werden. Abbildung 6.7 zeigt in (a) die berechnete Transmission für TM-polarisiertes Licht und den berechneten Polarisationskontrast für einen Füllfaktor von 0,5 in Abhängigkeit der Steghöhe und in (b) ebenfalls die Transmission und den Polarisationskontrast in Abhängigkeit des Füllfaktors für eine Steghöhe von 150 nm. Mit zunehmender Steghöhe ist zu erkennen, dass der Polarisationskontrast exponentiell ansteigt und die Transmission abnimmt. Die Ursache für die Modulation der TM-Transmission ist in Abschnitt 4.1.2 als Fabry-Perot-Effekt beschrieben. Für die Auswahl einer geeigneten Steghöhe muss in abhängig von der Anwendung immer ein Kompromiss zwischen den Parametern Transmission und Polarisationskontrast gefunden werden. Für weitere Überlegungen wird eine Steghöhe von 150 nm gewählt. Variiert man bei fester Steghöhe den Füllfaktor, ist für einen steigenden Füllfaktor (bis etwa  $FF=0,75$ ) ebenfalls ein exponentieller Anstieg des Polarisationskontrast-



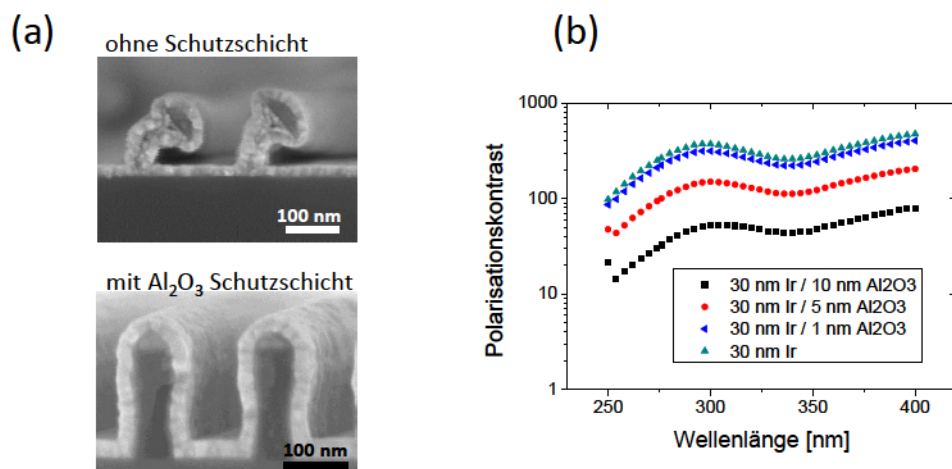
**Abb. 6.7:** Berechnete Transmission und berechneter Polarisationskontrast eines Iridiumgitters mit einer Periode von 100 nm bei einer Wellenlänge von 248 nm für (a) einen festen Füllfaktor von 0,5 in Abhängigkeit der Steghöhe und (b) eine Steghöhe von 150 nm in Abhängigkeit des Füllfaktors.

tes zu erkennen, während die Transmission abnimmt. Der Grund für die Abnahme des Polarisationskontrastes für Füllfaktoren nahe Eins liegt in der gegen Null laufenden Transmission für TM-polarisiertes Licht. Für die der Simulation zu Grunde liegenden Steghöhe von 150 nm stellt ein Füllfaktor um 0,3 einen guten Kompromiss zwischen Transmission und Polarisationskontrast dar. Beide Werte dienen als Designgrundlage für die experimentelle Umsetzung der Drahtgitterpolarisatoren. Auf die Darstellung der Zusammenhänge in Abbildung 6.7 für das Metall Aluminium wurde verzichtet, weil diese Diagramme bereits in Abschnitt 4.1.2 für die Beschreibung der Funktion eines Drahtgitterpolarisators dargestellt sind. Das prinzipielle Verhalten von Aluminium entspricht dem des Gittermaterials Iridium, lediglich die Modulation der TM-Transmission in Abhängigkeit der Steghöhe ist stärker (siehe Abbildung 4.8). Deshalb ist es bei Aluminium wichtig die Steghöhe im Bereich eines Maximums der Modulation zu wählen, das beispielsweise bei einer Steghöhe von 150 nm auftritt. Demnach sollten die angestrebten Zielparameter für beide Gittermaterialien eine Steghöhe von 150 nm und ein Füllfaktor von 0,3 sein.

## 6.2.2 Herstellung von Aluminium- und Iridiumpolarisatoren

Im Gegensatz zu den bereits diskutierten Siliziumpolarisatoren konnten die Aluminium- und Iridiumpolarisatoren nicht in einem binären Prozess hergestellt werden. Für deren Herstellung wurde der in Abschnitt 5.2 beschriebene Double-Patterning-Prozess verwendet. Dieses Verfahren ermöglicht die Herstellung von Gitterstrukturen mit einer Vielzahl von Gittermaterialien. Die Aluminium- und Iridiumpolarisatoren wurden in analogen Prozessketten hergestellt. Für die Belichtung wurde die in der Elektronenstrahlbelichtungsanlage implementierte Zellprojektion mit einer Gitterperiode von 200 nm genutzt, die neben der Belichtung von kleinen Testfeldern auch die effektive Belichtung von Gitterflächen größer  $1 \text{ cm}^2$  erlaubt. Hierbei kam der positive Elektronenstrahlresist ZEP 520 zum Einsatz. Durch Trockenätzprozesse wurde dann die lithographisch erzeugte Struktur erst in die Chromschicht und anschließend in den getemperten Photoresist AZ 1505 übertragen. Ein wichtiger Schritt bei der Probenherstellung ist der folgende Beschichtungsschritt (siehe Abschnitt 5.2.1). Durch Ionenstrahlabscheidung kann hierbei Gittermaterial an den Seitenwänden des Primärgitters abgeschieden werden. Abbildung 5.3 (b) zeigt eine typische Schichtdickenverteilung für einen IBD-Prozess, der für die Gittermaterialien Aluminium und Iridium zur Verfügung stand. Hierbei ist deutlich zu erkennen, dass die Schichtdickenverteilung nicht homogen ist und die Schichtdicke auf den Gitterstegen viel größer als auf der Seitenwand ist. Eine homogene Schichtdickenverteilung auf dem Primärgitter ist hingegen bei einer Beschichtung mit dem ALD-Verfahren zu erzielen, das jedoch nur für das Metall Iridium zur Verfügung stand. Der verwendete ALD-Prozess benötigt die Prekusoren  $\text{Ir}(\text{aac})_3$  und  $\text{O}_2$  und eine Prozesstemperatur von  $350^\circ\text{C}$  [179], welche über der Zersetzungstemperatur des Primärgitters liegt. Zum Schutz des Primärgitters ist es notwendig, eine Schutzschicht bei niedrigeren Temperaturen abzuschneiden, die, um die optische Funktion nicht zu stören, möglichst dünn sein sollte. Alternativ kann auch ein Iridium-ALD-Prozess mit niedrigeren Prozesstemperaturen, der im Rahmen der Arbeit nicht zur Verfügung stand, verwendet werden [192]. Deshalb wurde eine  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht zum Schutz des Primärgitters in ei-

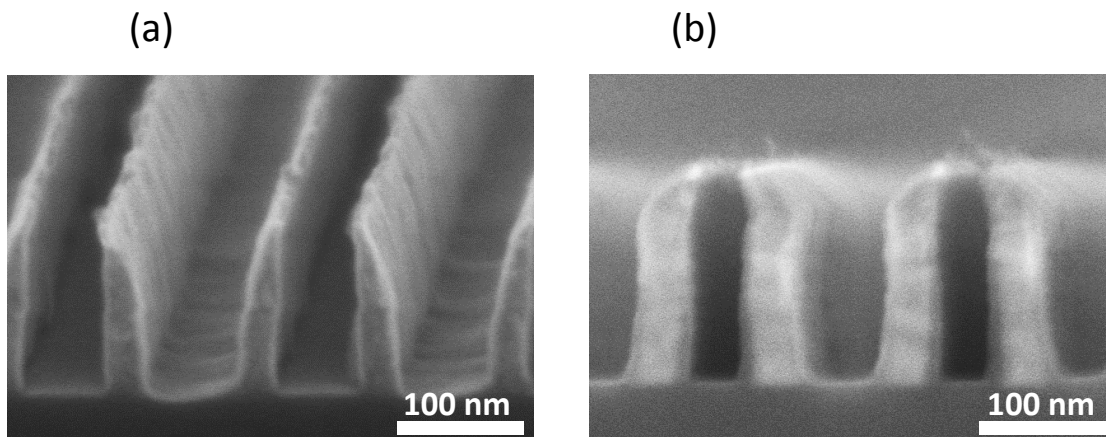
nem ALD-Prozess mit den Prekusoren Trimethylaluminium (TMA,  $C_6H_{18}Al_2$ ) und Wasser ( $H_2O$ ) [193] bei einer Temperatur von  $150^\circ C$  auf diesem abgeschieden. Abbildung 6.8 (a) zeigt REM-Aufnahmen einer Iridium-ALD-Beschichtung mit und ohne Schutzschicht, wobei nur bei der Verwendung der Schutzschicht das Primärgitter erhalten bleibt und zur weiteren Prozessierung zu verwenden ist. Bei der finalen Gitterstruktur befinden sich Reste der Schutzschicht unter dem Gittersteg und an jeweils einer Seite des Gittersteges. Der Einfluss der Schutzschichtdicke auf den Polarisationskontrast eines Iridiumgitters wurde für ein Gitter mit Parametern, wie sie in Abbildung 4.13, zur Untersuchung des Einflusses des Gittermaterials verwendet wurden, berechnet und ist in Abbildung 6.8 (b) dargestellt. Mit zunehmender Dicke der  $Al_2O_3$ -Schutzschicht sinkt der Polarisationskontrast im gesamten Spektralbereich durch den Anstieg der effektiven Brechzahl im Gittergraben deutlich. Die realisierte Schutzschicht hat eine Dicke von kleiner 5 nm.



**Abb. 6.8:** REM-Aufnahmen von im ALD-Verfahren mit Iridium beschichteten Primärgittern mit und ohne Schutzschicht (a) sowie der spektral berechnete Einfluss der Schutzschichtdicke auf den Polarisationskontrast (b) für einen Iridiumpolarisator.

Die folgenden Prozessschritte, Entfernen des Metalls auf und in den Gitterstegen sowie Entfernung des Primärgitters, sind unabhängig vom Beschichtungsverfahren für beide Materialien analog. Abbildung 6.9 zeigt zwei Beispiele für hergestellte Aluminium- und Iridiumpolarisatoren. Ein Aluminiumpolarisator, hergestellt mit-

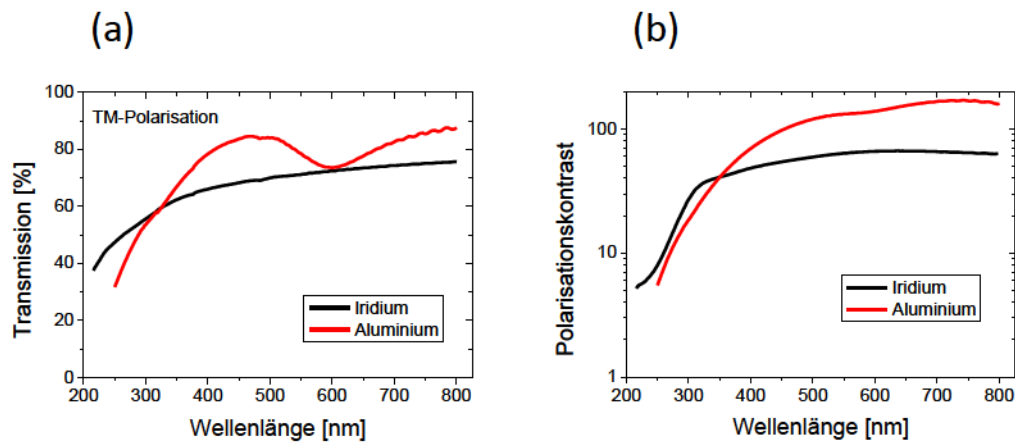
tels Ionenstrahlabscheidung, ist in Abbildung 6.9 (a) dargestellt. Im Vergleich weist der in 6.9 (b) gezeigte Iridiumpolarisator, bei dem das ALD-Verfahren genutzt wurde, eine größere und insbesondere homogenere Stegbreite auf. Die Steghöhe bei beiden Elementen ist vergleichbar.



**Abb. 6.9:** REM-Aufnahmen je eines hergestellten (a) Aluminium- und (b) Iridiumpolarisators.

### 6.2.3 Charakterisierung der optischen Eigenschaften

Analog der Siliziumpolarisatoren erfolgte die Messung der optischen Eigenschaften im Photospektrometer. Es ist aus Abbildung 4.13 zu erwarten, dass im sichtbaren Spektralbereich die Transmission für TM-polarisiertes Licht und der Polarisationskontrast für Aluminiumpolarisatoren höher ist als für Iridiumpolarisatoren. Im UV-Bereich gleicht sich die TM-Transmission an, während der Polarisationskontrast von Iridium den von Aluminium leicht übersteigt. In Abbildung 6.10 sind die gemessenen optischen Eigenschaften von vergleichbar durch Ionenstrahlabscheidung hergestellten Aluminium- und Iridiumpolarisatoren dargestellt. Wie aus der Simulation erwartet, weist der Aluminiumpolarisator im sichtbaren Spektralbereich bessere optische Eigenschaften auf und der Iridiumpolarisator gleicht sich denen im UV-Bereich an und übertrifft diese sogar. Der im Vergleich zu Simulation geringe Polarisationskontrast ist einerseits mit dem Unterschied der realen und den in der Simulation



**Abb. 6.10:** Spektral gemessene TM-Transmission (a) und gemessener Polarisationskontrast (b) für im gleichen Verfahren hergestellte Aluminium- und Iridiumdrahtgitterpolarisatoren.

verwendeten Brechzahlen des bulk-Materials und andererseits mit der Abweichung der realen Gitterstruktur von der angenommenen binären Gitterstruktur (siehe Abschnitt 5.2.2, Abbildung 5.5) zu erklären. Neben dem Einfluss des Gittermaterials wurde in diesem Abschnitt ebenfalls der Einfluss des Beschichtungsverfahrens auf die optische Funktion untersucht. Die gemessene optische Funktion der mittels IBD- und ALD-Beschichtung hergestellten Iridiumpolarisatoren ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Es ist deutlich ersichtlich, dass der Polarisationskontrast des mit ALD beschichteten Polarisators wesentlich höher ist als bei dem mit IBD beschichteten Polarisator [194]. Ein Grund hierfür sind die unterschiedlichen resultierenden Stegbreiten, die mit den beiden Beschichtungsverfahren erzielt und bereits im vorangegangenen Abschnitt diskutiert wurden. Folglich ist im UV-Bereich bei höherem Polarisationskontrast die Transmission geringer. Ein weiterer interessanter Aspekt ist, dass man bei der mit ALD beschichteten Probe in der TM-Transmission bei etwa 325 nm ein durch den Bandübergang von Iridium verursachtes aus der Simulation erwartetes Minimum findet. Für den mittels IBD-Beschichtung hergestellten Polarisator ist dieses nicht zu sehen, was darauf schließen lässt, dass das mit ALD abgeschiedene Material in seinen Eigenschaften besser mit dem bulk-Material zu vergleichen ist. Ein weiterer Untersuchungspunkt war die Temperaturbeständigkeit der Polarisatoren.

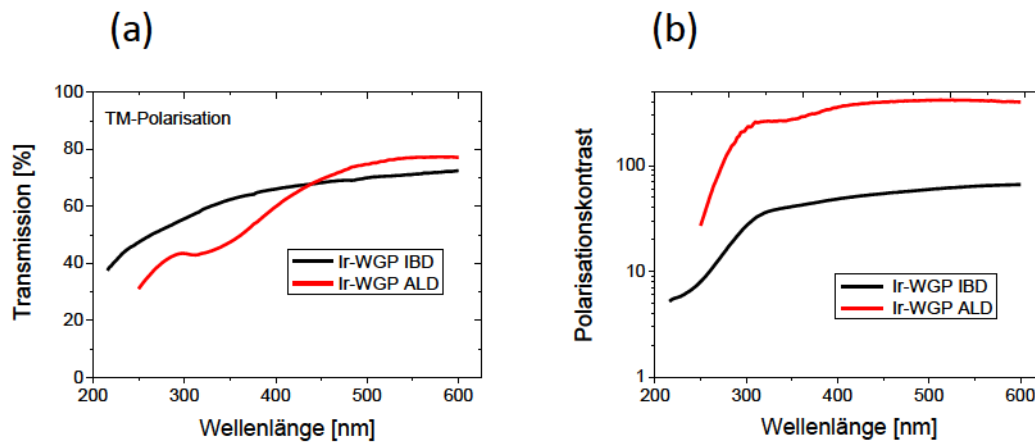


Abb. 6.11: Spektral gemessene Transmission (a) und gemessener Polarisationskontrast (b) für zwei Iridiumpolarisatoren hergestellt mit unterschiedlichen Beschichtungsverfahren.

In einem Vorversuch konnte gezeigt werden, dass eine etwa 30 nm dicke Iridiumschicht bei der Temperung bei 500°C für eine Stunde, wie aus den Überlegungen in Abschnitt 4.2.2 zu erwarten, keine Änderung der optischen Eigenschaften erfährt. Das Ergebnis der vorher-nachher-Messung eines Iridiumpolarisators bei einer Lage-

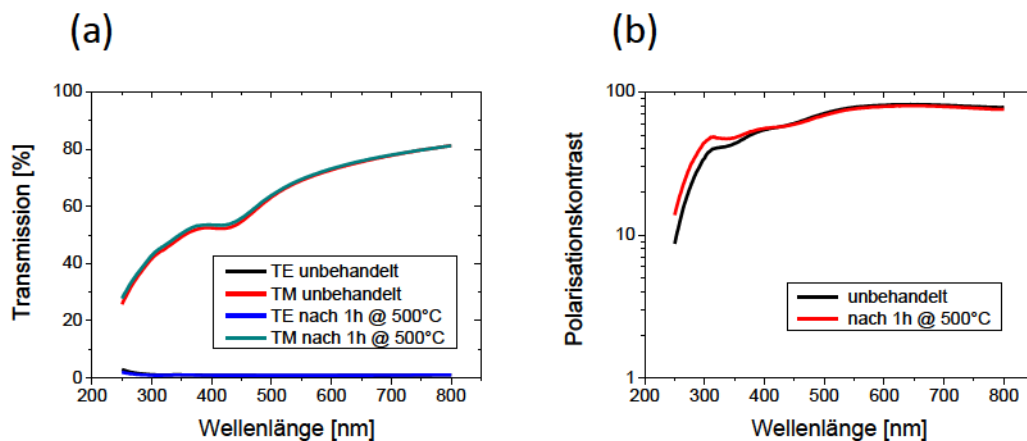


Abb. 6.12: Gemessene Transmission (a) und gemessener Polarisationskontrast (b) eines Iridiumpolarisators vor und nach der Lagerung für eine Stunde bei 500°C.

rung für eine Stunde bei ebenfalls 500°C ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Bei der gemessenen Transmission ist kein Unterschied der optischen Funktion zu erkennen.

Der daraus resultierende und sensibel auf die Messung der TE-Transmission reagierende Polarisationskontrast stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit (Messposition auf der Probe, Ausrichtung der Probe beim Einbau) ebenfalls überein. Eine vergleichbare Aluminium-Schicht oxidiert in der gleichen Zeit vollständig und erscheint transparent.

### **6.3 Wolfram- und Titandioxidpolarisatoren für die Zielwellenlänge 193 nm**

Breitbandige Polarisatoren bis hin zu einer Wellenlänge von 193 nm sind als Bestandteil von optischen Systemen für eine Vielzahl von Anwendungen in der Halbleitertechnologie von großem Interesse [85, 195–197]. Erste Ansätze für die Herstellung von Drahtgitterpolarisatoren für Anwendungen bis zu 193 nm Wellenlänge wurden 2006 und 2007 von Pelletier und Hong durch die Herstellung von Aluminium- und Siliziumgittern mit lediglich 33 nm Periode präsentiert [8, 9]. Die gemessenen optischen Eigenschaften weisen für die Siliziumgitter aber bei einer Wellenlänge von 193 nm lediglich einen Polarisationskontrast von 2 bei einer gleichzeitigen Transmission von unter 10% auf. Die polarisierende Wirkung der Aluminiumgitter reicht nur bis zu einer Wellenlänge von etwa 250 nm. G. Kang et al. haben 2011 in [7] die Realisierung eines Drahtgitterpolarisators für 193 nm basierend auf dem inversen Polarisations-effekt gezeigt, wobei es zu einer Unterdrückung von TM-polarisiertem Licht und zur Transmission von TE-polarisiertem Licht kommt. Hierbei konnte bei einer Wellenlänge von 193 nm eine Transmission von etwa 40% und ein Polarisationskontrast von 45 erzielt werden. Der spektrale Funktionsbereich ist allerdings auf wenige Nanometer beschränkt. Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Wolframpolarisator zeigt eine breitbandige optische Funktion vom infraroten Spektralbereich bis zu einer Wellenlänge von 190 nm. Weiterhin soll der Halbleiter Titanoxid als alternatives Gittermaterial für Wellenlängen kleiner 200 nm evaluiert werden.



### 6.3.1 Modellierung der optischen Eigenschaften

#### Wolfram

Die Überlegungen zum Einfluss von Stegbreite und Steghöhe auf die optische Funktion eines Wolframpolarisators lässt sich mit dem in Abbildung 6.7 beschriebenen Verhalten für Iridiumpolarisatoren vergleichen. Mit steigender Steghöhe und Stegbreite steigt der Polarisationskontrast exponentiell an und die Transmission für TM-polarisiertes Licht nimmt ab. Für eine Anwendungswellenlänge von 193 nm ist es zweckmäßig, zusätzlich den Einfluss der Gitterperiode  $p$  zu untersuchen. In Abbildung 6.13 sind die berechnete TM-Transmission und der berechnete Polarisationskontrast für Wolframtgitter mit einer Steghöhe von 150 nm und einem Füllfaktor von 0,3 für verschiedene Werte von  $p$  dargestellt. Die Transmission für TM-polarisiertes Licht steigt mit kleiner werdender Gitterperiode an. Insbesondere bei der interessierenden Wellenlänge von 193 nm ergibt sich für eine Gitterperiode von 120 nm eine Transmission von 29%, während sie bei einer Periode von 80 nm 49% beträgt. Der in Abbildung 6.13 (b) gezeigte Zusammenhang von Polarisationskontrast und Gitterperiode zeigt zwei Effekte. Zum einen verschieben sich die zwei Maxima in der Kontrastkurve für kleiner werdende Perioden zu kleineren Wellenlängen. Zum

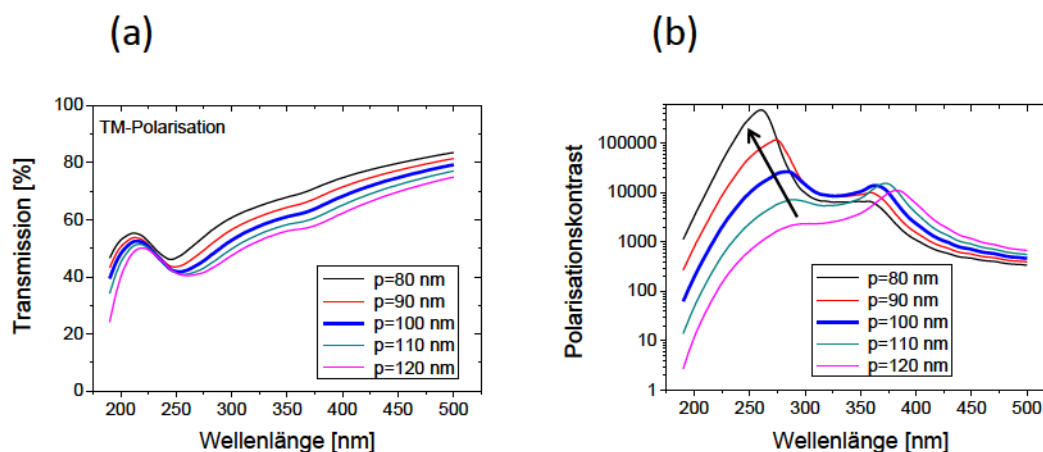


Abb. 6.13: Berechnete TM-Transmission (a) und berechneter Polarisationskontrast (b) für ein Wolframtgitter mit 150 nm Steghöhe und einem Füllfaktor von 0,3 für verschiedene Gitterperioden.

anderen steigt der Polarisationskontrast, vor allem im kurzwelligen Maximum, für kleinere Perioden sehr stark an. Dieser Zusammenhang ist bereits in Abbildung 4.1 für ein Aluminiumgitter dargestellt. Durch die Verschiebung und Erhöhung des Kontrastmaximums sind Perioden bis maximal 100 nm für Wolframpolarisatoren bis hin zu einer Wellenlänge von 193 nm von Interesse. Die Festlegung der Gitterperiode hat wie bereits in Abschnitt 4.1.1 beschrieben einen starken Einfluss auf die Einfallswinkeltoleranz. Der Einfluss ist umso größer je kleiner die Wellenlänge ist. Aus Abbildung 4.2 ist zu entnehmen, dass es bei einer Wellenlänge von 193 nm bei einer Gitterperiode von  $p=120$  nm bereits ab einem Einfallswinkel von  $3^\circ$  zur Ausbildung von weiteren Beugungsordnungen kommt, für  $p=100$  nm ab  $22^\circ$  und für  $p=80$  nm ab  $58^\circ$ . Eine Periode von 100 nm ist somit für eine Anwedungswellenlänge von 193 nm nur für nahezu senkrechten Lichteinfall geeignet. Für größere Einfallswinkel sollte eine Gitterperiode um 75 nm gewählt werden, was etwas oberhalb der Forderung von  $\lambda/3$  liegt.

Für den Nachweis der Eignung von Wolfram als Gittermaterial für Anwendungen bis zu 193 nm wird aus technologischen Gründen die Herstellung von Gitterstrukturen mit einer Periode von 100 nm angestrebt. Die Herstellung von Gittern mit einer Periode von 75 nm ist theoretisch technologisch durch Zellprojektion in der Elektronenstrahlolithographie mit einer Formblende der Periode 150 nm möglich. Die Entwicklung eines entsprechenden Prozesses geht aber über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Die Simulation zeigt weiterhin, dass der Polarisationskontrast von Wolframpolarisatoren im sichtbaren Spektralbereich eine Größenordnung kleiner ist als im UV-Bereich und der Kontrast im Gegensatz zum UV-Bereich für kleiner werdende Perioden abfällt. Dieser Effekt schränkt die spektrale Breitbandigkeit von Wolframpolarisatoren im Vergleich zu Aluminium- oder Iridiumpolarisatoren ein.

### **Titandioxid**

Für die Simulation der optischen Eigenschaften eines Drahtgitterpolarisators mit dem Halbleiter Titandioxid als Gittermaterial ist ein ähnliches Verhalten bezüglich

des Polarisationskontrastes wie für Silizium zu erwarten. Ein Kontrast von 0 im sichtbaren Spektralbereich gefolgt von einem exponentiellem Anstieg zu einem Maximum mit anschließendem exponentiellem Abfall im UV-Spektralbereich (Vergleich Abbildung 6.2). Während das durch direkte Bandübergänge bedingte Kontrastmaximum bei Silizium im Bereich um 400 nm liegt, liegt es bei Titandioxid bei etwa 300 nm. Titandioxid kann, bedingt durch Abscheidungsbedingungen und Abscheidungsverfahren, in amorpher Form oder als kristalline Schicht der Phasen Rutil, Anastas oder Brookit vorkommen. Neben den Unterschieden in Kristallstruktur und elektronischer Bandstruktur zeigen die Titandioxidphasen auch unterschiedliche optische Funktionen [198, 199]. Generell haben bei niedrigeren Temperaturen (100°C) mit

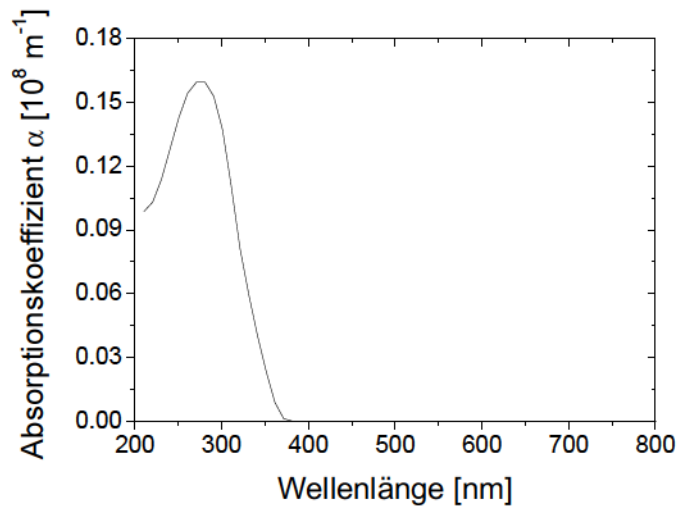
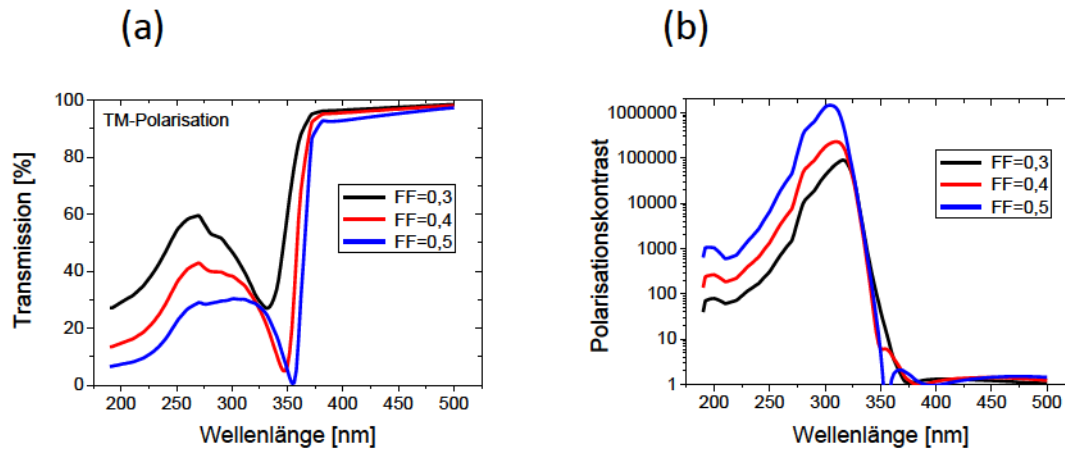


Abb. 6.14: Berechneter Absorptionskoeffizient für kristallines Titandioxid.

dem ALD-Verfahren abgeschiedene amorphe Schichten eine geringere Brechzahl  $n$  und eine höhere Transmission als bei höheren Temperaturen (300°C) abgeschiedene kristalline Anastasschichten [200]. Zudem unterscheidet sich der Absorptionskoeffizient  $\alpha$  für amorphe und kristalline Schichten [201]. Beispielhaft ist in Abbildung 6.14 der Absorptionskoeffizient für kristallines Titandioxid spektral dargestellt. Bis zu einer Wellenlänge von fast 350 nm beträgt dieser 0 und steigt anschließend zu einem Maximum bei etwa 275 nm an. Die berechneten optischen Funktionen von

Titandioxidpolarisatoren mit einer Periode von 100 nm, einer Steghöhe von 150 nm und für verschiedene Füllfaktoren sind in Abbildung 6.15 dargestellt. Bei der Bewertung der optischen Funktion soll die Anwendbarkeit für eine Wellenlänge von 193 nm im Vordergrund stehen. Aus der Simulation in Abbildung 6.15 geht her-



**Abb. 6.15:** Spektral berechnete Transmission für TM-polarisiertes Licht (a) und berechneter Polarisationskontrast (b) für Titandioxidpolarisatoren mit 100 nm Perioden und einer Steghöhe von 150 nm für verschiedene Füllfaktoren.

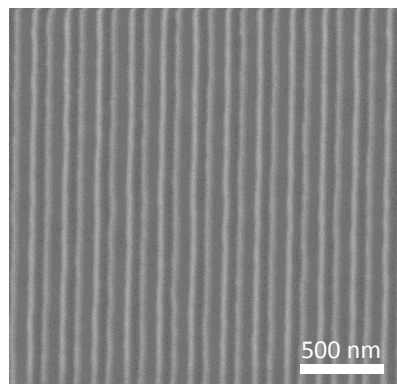
vor, dass das Gittermaterial keine breitbandige Polarisation von Licht ermöglicht. Für Wellenlängen oberhalb von 350 nm ist der Polarisationskontrast nahezu 0. Der spektrale Anwendungsbereich ist demnach auf Wellenlängen unterhalb von 350 nm begrenzt. Prinzipiell ist für Wellenlängen kleiner 200 nm ein Polarisationskontrast im Bereich von 100 bis 1000 möglich, während die Transmission in TM-Polarisation aber deutlich unter 40% liegt. Im Vergleich ermöglicht das bereits diskutierte Gittermaterial Wolfram eine größere spektrale Bandbreite und eine höhere Transmission. Mit größer werdendem Füllfaktor der Gitterstruktur kommt es wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben zu einem exponentiellen Anstieg des Polarisationskontrastes, während die TM-Transmission nahezu linear abnimmt. Die Lage des Maximums für den Polarisationskontrast bestimmt maßgeblich den Kontrast bei 193 nm, weil die Zielwellenlänge auf jeden Fall im Bereich des exponentiell abnehmenden Kurvenarmes liegt. Für eine Applikation von Titandioxidpolarisatoren bei Wellenlängen um 193 nm ist somit eine exakte Auswahl der Schichteigenschaften von Titandioxid von großer Be-

deutung. Die Titandioxid-Phase mit dem Maximum des Absorptionskoeffizienten bei der kleinsten Wellenlänge ist dabei zu bevorzugen.

### 6.3.2 Herstellung von Wolfram- und Titandioxidpolarisatoren

#### Wolfram

Die Herstellung der Wolframpolarisatoren mit 100 nm Periode erfolgte durch das bereits diskutierte Double-Patterning-Verfahren. Für die Abscheidung des Gittermaterials Wolfram stand jedoch kein IBD- oder ALD-Prozess zur Verfügung. Die Beschichtung des Primärgitters erfolgte in einem Verdampfungsprozess. Die REM-Aufnahme eines mit Wolfram überschichteten Primärgitters in Abbildung 5.3 (c) zeigt eine deutlich höhere Schichtdicke auf dem Gittersteg als die in Abbildung 5.3 (b) gezeigte IBD-Beschichtung mit Iridium. Die größeren Schichtdickenunterschiede im

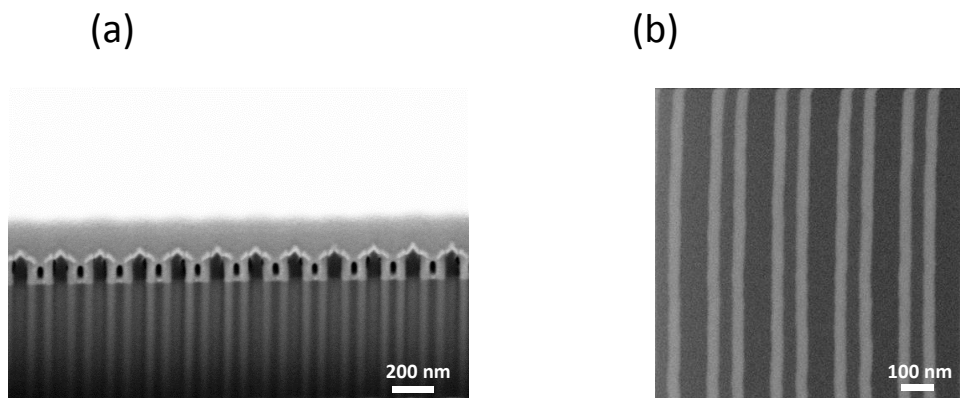


**Abb. 6.16:** REM-Aufnahme in der Draufsicht eines hergestellten Wolframpolargitters mit 100 nm Periode.

Gittergraben und auf dem Gittersteg machen sorgfältig gewählte Ätzparameter für den auf die Beschichtung folgenden Ionenstrahlätzprozess notwendig, um eine Überätzung in das Substrat mit gleichzeitiger Verunreinigung des Gittermaterials zu vermeiden. Alle weiteren Prozessschritte wurden wie in Abschnitt 5.2 beschrieben durchgeführt. Eine REM-Aufnahme der Draufsicht des hergestellten Wolframpolargitters ist in Abbildung 6.16 dargestellt.

## Titandioxid

Im Gegensatz zum Gittermaterial Wolfram stand für die Beschichtung mit Titandioxid nur ein ALD-Prozess zur Verfügung. Das Titandioxid wurde in einem thermischen Prozess bei einer Temperatur von 150°C und mit den Prekusoren Titansopropoxid ( $\text{Ti}(\text{OCH}(\text{CH}_3)_2)_4$ ) und Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ ) abgeschieden [178]. Abbildung 6.17 zeigt eine REM-Aufnahme eines mit einem fokussierten Ionenstrahl (FIB) präparierten Schnittes im Gitter. Für die Präparation des Schnittes wurde das Gitter mit einem leitfähigen Material überschichtet, wobei dieses auch in den Gittergraben gelangen konnte. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Gitter abgeschrägte Gitterstege besitzt. Dies liegt in dem vorangehenden Ionenstrahlätzprozess begründet. Aufgrund der geringen Leitfähigkeit der Probe wurde die Aufnahme der Draufsicht



**Abb. 6.17:** REM-Aufnahmen der (a) Bruchkante und (b) in der Draufsicht einer hergestellten Titandioxidgitterstruktur.

in Abbildung 6.17 (b) mit einem Helium-Ionen-Mikroskop (HIM) erstellt. Daraus ist zu erkennen, dass das Titandioxidgitter keine exakte Periodizität von 100 nm besitzt, sondern eine Überperiode von 200 nm aufweist. Grund hierfür ist eine zu große Stegbreite des Primärgitters, was auch gut in der Darstellung der Bruchkante zu erkennen ist. Die Abschrägung des Titandioxidgittersteges erfolgt immer vom Primärgitter weg.



### 6.3.3 Charakterisierung der optischen Eigenschaften

#### Wolfram

Die Simulationen in Abschnitt 4.2.1 lassen für das Gittermaterial Wolfram die Möglichkeit der Herstellung von breitbandigen Drahtgitterpolarisatoren mit einer optischen Funktion vom sichtbaren Spektralbereich bis zu Wellenlängen um 193 nm erwarten. Die gemessene optische Funktion der hergestellten Wolframpolarisatoren ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Die optische Charakterisierung vom sichtbaren Wel-

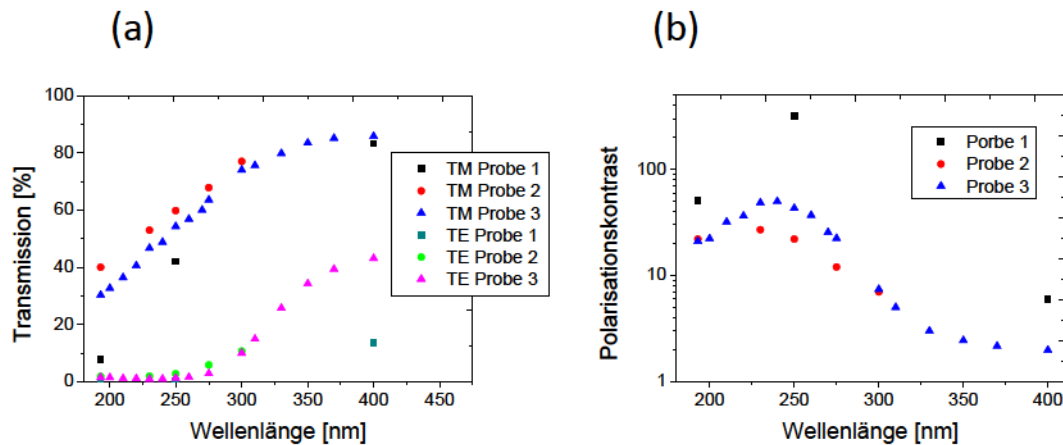
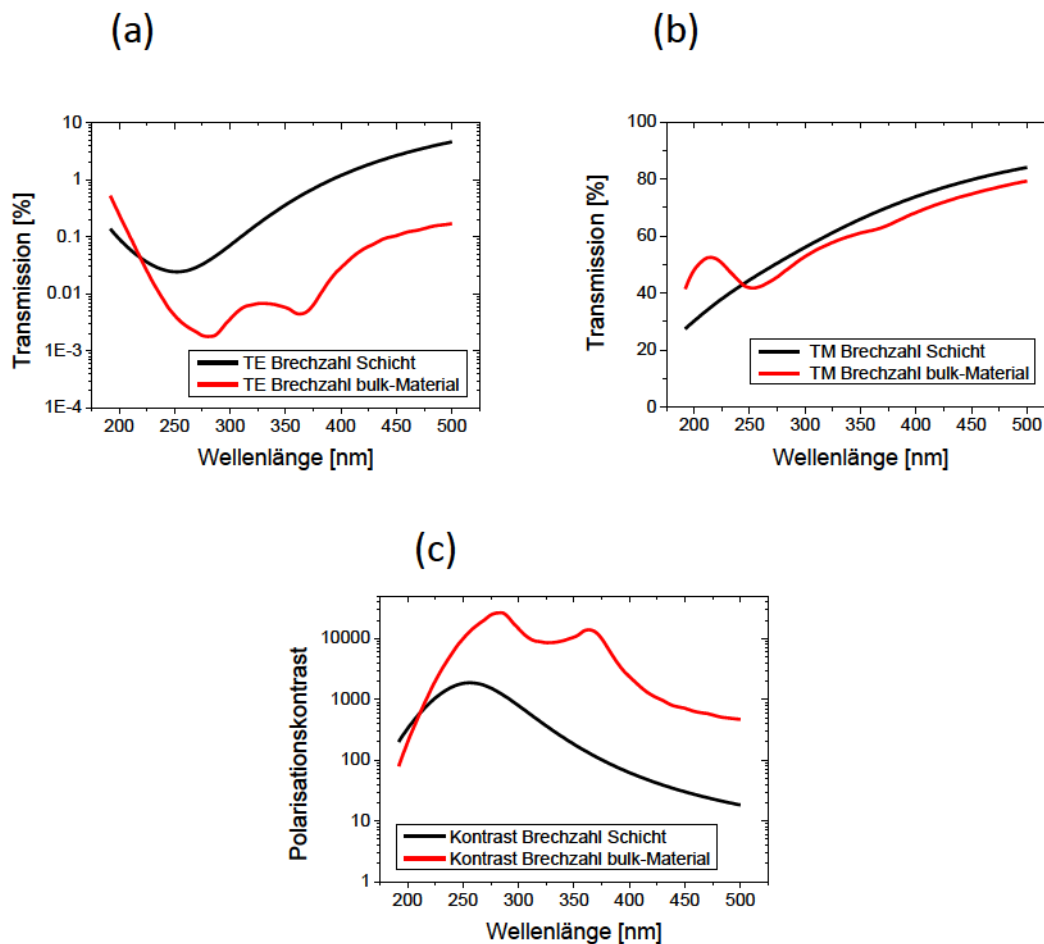


Abb. 6.18: Gemessene (a) Transmission und (b) gemessener Polarisationskontrast von hergestellten Wolframpolarisatoren.

lenlängenbereich bis zu einer Wellenlänge von 230 nm wurde im Spektralphotometer durchgeführt. Messungen bei kleineren Wellenlängen sind hier nicht möglich, weil der spektrale Arbeitsbereich des integrierten Glan-Thompson-Polarisators durch den Kleber zwischen beiden Prismen begrenzt ist. Weiterführende Messungen im VUV<sup>1</sup>-Spektralbereich wurden bei der Carl Zeiss GmbH für die Proben 1 und 2 in einem Laseraufbau bei einer Wellenlänge von 193 nm und für Probe 3 in einem VUV-Spektrometer durchgeführt. Die drei hergestellten Proben unterscheiden sich bezüglich der Höhe der Gitterstruktur. Demzufolge zeigt Probe 1 mit 50 den höchsten Polarisationskontrast bei 193 nm und gleichzeitig die geringste TM-Transmission mit rund 8%. Probe 2 und 3 haben bei der gleichen Wellenlänge einen

<sup>1</sup>VUV - Abkürzung für den Vakuum-Ultravioletten Spektralbereich (10 nm - 200 nm)

Kontrast im Bereich von 20 und eine TM-Transmission von 30% beziehungsweise 40%. Kein anderes im Rahmen dieser Arbeit untersuchtes Gittermaterial zeigt für eine Anwendung bei einer Wellenlänge von 193 nm geeignetere Parameter. Für alle drei Proben ist zu erkennen, dass die Transmission für TE-polarisiertes Licht im sichtbaren Spektralbereich nahezu eine Größenordnung höher ist als im UV-Spektralbereich, wo sie ein Minimum bildet. Die Transmission in TM-Polarisation nimmt im UV-Bereich nahezu linear ab. Das aus der Simulation (siehe Abbildung 4.13 (b)) für Wolfram charakteristische Maximum der TM-Polarisation bei etwa 200 nm ist in der Messung nicht zu erkennen. Ein weiterer Unterschied zwischen



**Abb. 6.19:** Berechnete (a) TE-Transmission, (b) TM-Transmission und (d) berechneter Polarisationskontrast für einen Wolframpolarisator mit 100 nm Periode, 150 nm Steghöhe und einem Füllfaktor von 0,3 mit den Brechzahlen für Wolfram als bulk-Material sowie den Brechzahlen des abgeschiedenen Materials.



Simulation und Messung ist in der Kurve für den Polarisationskontrast zu erkennen. An Stelle von zwei Maxima (siehe Abbildung 4.13 (c)) zeigt die Kontrastkurve lediglich ein Maximum. Diese Abweichungen kommen durch die unterschiedlichen Brechzahlen der aufgedampften Wolframschicht und der für die Simulation angenommenen Brechzahlen für das bulk-Material zustande. Abbildung 6.19 vergleicht die berechnete optische Funktion eines Wolframpolarisators mit den ellipsometrisch ermittelten Brechzahlen des aufgedampften Schichtmaterials mit der eines Polarisators mit den im Simulationsprogramm implementierten Brechzahlen des bulk-Materials. Die angenommene Gittergeometrie ist eine Periode von 100 nm, eine Steghöhe von 150 nm und ein Füllfaktor von 0,3. Die in der Messung beobachteten Unterschiede zur Simulation werden auch hier deutlich. Die TE-Transmission weist lediglich ein Minimum auf und steigt im sichtbaren Spektralbereich deutlich an. Dies zeigt sich auch im Polarisationskontrast, der sich in der Simulation mit den realen Brechzahlen ähnlich zu dem gemessenen verhält. Das gleiche gilt für den Verlauf der TM-Transmission. Daraus lässt sich schließen, dass sich die Bandstruktur des bulk-Materials Wolfram von der der Schicht (Schichtdicke etwa 20 nm) unterscheidet. Neben den abweichenden optischen Konstanten kommt es bei der hergestellten Struktur weiterhin zu einer nicht binären Gittergeometrie und bedingt durch die Ätzprozesse zu einer Verunreinigung des Gittermaterials. Eine Möglichkeit der Verbesserung der optischen Eigenschaften im sichtbaren Spektralbereich ist die Auswahl eines alternativen Beschichtungsverfahrens, dessen Brechzahlen näher an denen des bulk-Materials liegen oder eine Anpassung der technologischen Prozesskette um Materialverunreinigungen und geometrische Abweichungen zu vermeiden.

### **Titandioxid**

Die gemessenen optischen Eigenschaften des hergestellten Titandioxidpolarisators sind in Abbildung 6.20 dargestellt. Der Verlauf der Transmission für TM-polarisiertes Licht ist in guter Übereinstimmung mit der in Abbildung 4.13 dargestellten berechneten Transmission, die bei etwa 325 nm ein charakteristisches Minimum aufweist

und nach einem folgenden Maximum zu kleineren Wellenlängen hin weiter sinkt. Der Polarisationskontrast zeigt wie erwartet ein scharfes Maximum um welches herum der Kontrast nahezu exponentiell abfällt. Das Maximum der gemessenen Kurve liegt bei 266 nm. In der Simulation liegt das Maximum bei 316 nm. Dieser Unterschied ist mit einem Unterschied der der Simulation zu Grunde liegenden optischen Konstanten zu erklären. In der Simulation wurde kristallines Titandioxid angenommen, wobei die ALD-Schicht prozessbedingt eine amorphe Schicht ist [178]. Die Verschiebung des Maximums hin zu kleineren Wellenlängen kommt aber der Anwendung entgegen. Die kleinste Wellenlänge, bei der ein für eine Anwendung relevanter Polarisationskontrast von z.B. 50 noch erreicht wird, wird durch die Höhe des Maximums vorgegeben. In der Simulation liegt der Kontrast bei einer Wellenlänge von 192 nm bei 70, während in der Messung ein Kontrast von 50 bereits bei 236 nm erreicht ist. Theoretisch besitzt das Gittermaterial Titandioxid das Potential für eine Anwendung bis hin zu einer Wellenlänge von 193 nm, dieses konnte aber im Rahmen der vorliegenden Arbeit noch nicht nachgewiesen werden. Eine merkliche Verbesserung der optischen Eigenschaften ist zu erwarten, wenn es gelingt die prozessbedingten Abweichungen der Gitterstruktur von der binären Struktur zu verringern.

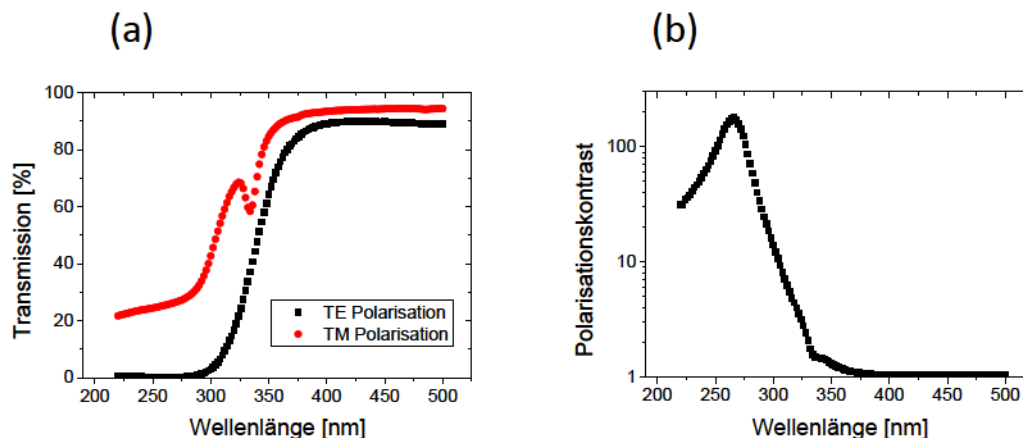
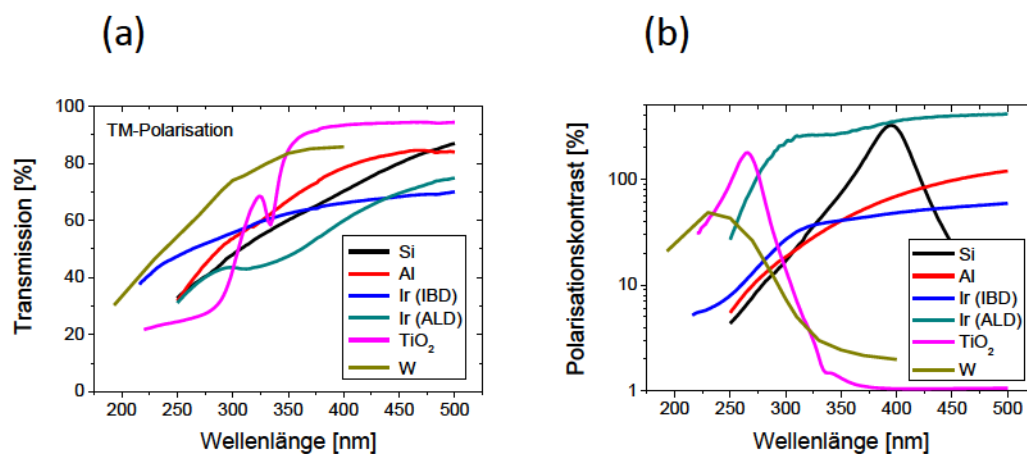


Abb. 6.20: Spektral gemessene (a) Transmission und (b) daraus berechneter Polarisationskontrast für einen Titandioxidpolarisator mit 100 nm Periode.

## 6.4 Zusammenstellung der Ergebnisse

Um die Ergebnisse für die verschiedenen hergestellten Polarisatoren zu vergleichen, sind die gemessenen optische Eigenschaften der hergestellten Drahtgitterpolarisatoren unabhängig der geometrischen Parameter zusammenfassend dargestellt. Abbildung 6.21 (a) zeigt die gemessene Transmission für TM-polarisiertes Licht, in Abbildung 6.21 (b) ist der berechnete Polarisationskontrast abgebildet. Die gemessene



**Abb. 6.21:** Zusammenstellung der Messung der (a) Transmission und (b) des Polarisationskontrastes der in diesem Kapitel diskutierten Gitterstrukturen.

optische Funktion für alle hergestellten Elemente ist prinzipiell in guter Übereinstimmung mit den in Abbildung 4.13 dargestellten simulierten optischen Eigenschaften von Drahtgitterpolarisatoren mit verschiedenen Gittermaterialien. Durch die Messungen konnte ebenfalls die in Abschnitt 4.2.1 getroffene Auswahl geeigneter Gittermaterialien für spezielle Wellenlängenbereiche im UV-Spektralbereich bestätigt werden. Eine Übersicht über die Parameter TM-Transmission und Polarisationskontrast bei den Zielwellenlängen 365 nm, 248 nm und 193 nm ist in Tabelle 6.1 gegeben. Wie aus der Simulation erwartet, zeigen Aluminium und das erstmals im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Gittermaterial Iridium im sichtbaren Spektralbereich ( $\lambda > 400$  nm) den höchsten Polarisationskontrast. Diese beiden Gittermaterialien eignen sich somit für die Anwendung als breitbandige Polarisatoren, deren spektraler Anwendungsbereich durch die kleinste Wellenlänge, bei der die optischen

Gittermaterial	Periode	TM-Transmission (Polarisationskontrast)			
		@ 400 nm	@ 365 nm	@ 248 nm	@ 193 nm
Silizium	120 nm	70% (306)	63% (124)	22% (4)	–
Al	100 nm	78% (69)	71% (49)	31% (5)	–
Ir (IBD)	100 nm	66% (48)	64% (43)	47% (8)	–
Ir (ALD)	100 nm	60% (356)	50% (293)	31% (25)	6% (1)
TiO <sub>2</sub>	100 nm	84% (1)	79% (1)	24% (83)	–
W	100 nm	86% (2)	84% (2)	54% (43)	30% (21)

**Tab. 6.1:** Gemessene TM-Transmission und gemessener Polarisationskontrast (in Klammern) der in Abbildung 6.21 dargestellten Drahtgitterpolarisatoren bei den Wellenlängen 400 nm, 365 nm, 248 nm und 193 nm.

Zielparameter erreicht werden, begrenzt ist. Für größere Wellenlängen steigen Kontrast und Transmission an. Weiterhin ist am Beispiel der Iridiumpolarisatoren deutlich ersichtlich, dass der Polarisationskontrast durch die Wahl des Beschichtungsverfahrens beeinflusst werden kann und das ALD-Verfahren, hierbei wie bereits in Abschnitt 6.2.3 diskutiert, Vorteile gegenüber dem IBD-Verfahren zeigt. Anders als die metallischen Gittermaterialien zeichnet sich die optische Funktion der Halbleitermaterialien Silizium und Titandioxid durch ein in der Bandstruktur begründetes scharfes Maximum im Polarisationskontrast aus. Diese Charakteristik ermöglicht Silizium eine Anwendung um 365 nm und Titandioxid um 248 nm mit dem Potenzial für eine Anwendung bis zu 193 nm. Hinsichtlich einer hohen TM-Transmission und einem hohen Polarisationskontrast zeigt das Gittermaterial Wolfram bei einer Wellenlänge von 193 nm die besten Eigenschaften. Die erstmals in der Simulation (siehe Abbildung 4.13) gezeigte Möglichkeit für einen breitbandigen Wolframpolarisator mit einer optischen Funktion bis hin zu einer Wellenlänge von 193 nm kann durch die Verbesserung der Herstellungsbedingungen, wie in Abschnitt 6.3.3 beschrieben erreicht werden.

## 7 Zusammenfassung

Die Zielstellung der Arbeit war es, neuartige Gittermaterialien für Anwendungen im UV-Spektralbereich bezüglich ihrer spektralen Nutzbarkeit zu evaluieren, eine Herstellungstechnologie zu etablieren und die optische Funktion der hergestellten Elementen im UV-Bereich nachzuweisen.

Für die gezielte Optimierung der optischen Funktion eines Drahtgitterpolarisators wurde unter der Berücksichtigung technologischer Rahmenbedingungen der Einfluss der geometrischen Gitterparameter auf die optische Funktion untersucht. Bei einem Drahtgitterpolarisator handelt es sich um ein Zero-Order-Gitter, bei dem nur die 0. Beugungsordnung propagiert. Die maximale Gitterperiode dafür kann aus der Gittergleichung bestimmt werden. Dabei ergibt sich, dass für senkrechten Lichteinfall die Gitterperiode höchstens  $\lambda/2$  und für beliebige Einfallswinkel höchstens  $\lambda/3$  betragen darf. Vergrößert man die Parameter Füllfaktor und Steghöhe, steigt der Polarisationskontrast exponentiell an, während die Transmission für TM-polarisiertes Licht abnimmt. Bei der Auswahl dieser Parameter gilt es immer einen Kompromiss zwischen Polarisationskontrast und Transmission einzugehen.

Nach Analyse verschiedener Materialien haben sich die Metalle Iridium und Wolfram sowie die auf einem unterschiedlichen Verlustmechanismus basierenden Halbleiter Silizium und Titandioxid als alternative Gittermaterialien zum etablierten Aluminium herausgestellt. Neben der optischen Funktion der gewählten Materialien unterscheidet sich auch deren Stabilität gegenüber äußeren Einflüssen wie beispielsweise der Temperatur. Die nachstehende Tabelle fasst die untersuchten Materialien, deren spektralen Anwendungsbereich sowie die Vor- und Nachteile zusammen.

Material	Spektralbereich	Vorteile	Nachteile
Al	IR-UV (248 nm)	+ breitbandig	– geringe Stabilität
Ir	IR-UV (248 nm)	+ breitbandig + sehr oxidationsstabil	
W	VIS-UV (193 nm)	+ breitbandig bis 193 nm	– geringe Stabilität
Si	UV (365 nm)	+ einfache Bearbeitbarkeit	– geringe Bandbreite
TiO <sub>2</sub>	UV (248 nm)	+ extrem temperaturstabil	– geringe Bandbreite

Aufbauend auf den Überlegungen zum Gitterdesign wurde im Rahmen der Arbeit ein Double-Patterning-Verfahren für die Herstellung von Drahtgitterpolarisatoren mit einer Periode von 100 nm und einer Steghöhe von etwa 150 nm aus verschiedenen Gittermaterialien verwendet. Hierbei hat sich gezeigt, dass die hergestellten Gitterstrukturen Abweichungen zu der für die Simulation verwendeten idealen binären Gitterstruktur aufweisen.

Diese Abweichungen bestehen in der Erzeugung einer Überperiode von 200 nm durch die nicht äquidistanten Abstände der Gitterstege, der Kantenverrundung der Gitterstege, dem Anätzen des Substrates und der Verunreinigung des Gittermaterials durch die Bildung einer Oxid- oder Mischschicht. Eine Kombination der genannten Effekte trat bei allen hergestellten Proben auf, so dass darauf der bis zu einer Größenordnung kleinere experimentell ermittelte Polarisationskontrast im Vergleich zum theoretisch berechneten zurückzuführen ist. Weiterhin konnte experimentell gezeigt werden, dass die Implementierung der ALD-Beschichtung an Stelle von IBD oder Verdampfen in die Technologiekette eine gleichmäßigere Übersichtung des Primärgitters und somit eine exakte Kontrolle des geometrischen Gitterparameters Stegbreite ermöglicht.

Basierend auf der getroffenen Materialauswahl wurden in der Arbeit Drahtgitterpolarisatoren für typische Zielwellenlängen im UV-Spektralbereich hergestellt.

Siliziumpolarisatoren ermöglichen hierbei eine Anwendung um eine Wellenlänge von 365 nm, wobei die spektrale Bandbreite auf etwa 100 nm begrenzt ist. Es konnte ge-

zeigt werden, dass sich mit der Verkleinerung der Gitterperiode das charakteristische Maximum im Polarisationskontrast zu kleineren Wellenlängen verschieben lässt. Für breitbandige Anwendungen vom IR-Spektralbereich bis hin zu einer Wellenlänge von 248 nm wurde neben dem aus der Literatur bekannten Aluminium das alternative Gittermaterial Iridium untersucht. Iridiumpolarisatoren wurden auf Basis der IBD- und ALD-Beschichtung hergestellt und charakterisiert. Der Polarisationskontrast von Iridiumpolarisatoren ist unterhalb von 300 nm höher als der von Aluminiumpolarisatoren. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass entsprechend der Vorüberlegungen Iridiumpolarisatoren deutlich temperaturstabiler sind als Aluminiumpolarisatoren. Tests bei 500°C haben ergeben, dass Aluminium vollständig oxidiert, während sich die optische Funktion des Iridiumpolarisators nicht geändert hat. Zudem ist mit der Implementierung der ALD-Technologie in die Prozesskette die Realisierung von Iridiumpolarisatoren mit größeren Stegbreiten möglich, die sich durch einen höheren Polarisationskontrast gegenüber den mit der IBD-Beschichtung hergestellten Proben auszeichnen.

Für die erstmalige experimentelle Realisierung von breitbandigen Drahtgitterpolarisatoren vom IR-Bereich bis einschließlich einer Wellenlänge von 193 nm wurde Wolfram als das Gittermaterial ausgewählt. Dabei konnte die optische Funktion im Spektralbereich von 190 nm bis 300 nm nachgewiesen werden. Abweichungen der theoretischen und tatsächlichen Brechzahl des Gittermaterials haben hier zur Einschränkung des spektralen Arbeitsbereiches geführt. Zusätzlich wurden Experimente mit dem Halbleiter-Gittermaterial Titandioxid für Anwendungen bis zu 193 nm durchgeführt, wobei aber das charakteristische Maximum des Polarisationskontrastes bei etwa 275 nm liegt und der Polarisationskontrast im Bereich um 193 nm exponentiell abfällt. Titandioxid ist somit besser für Anwendungen um 248 nm geeignet. Damit wurden in der vorliegenden Arbeit grundlegende Überlegungen zum Design und der Herstellung von Drahtgitterpolarisatoren für den UV-Spektralbereich bis hin zu Wellenlängen von 193 nm angestellt und die hergestellten Elemente spektral charakterisiert. Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen ist es möglich,

gezielt Gittergeometrien und Gittermaterialien nach den Kriterien Anwendungswellenlänge, spektrale Anwendungsbandbreite oder chemische Beständigkeit auszuwählen. Zudem bietet der untersuchte Double-Patterning-Prozess die Möglichkeit, hochfrequente Gitter aus allen abscheidbaren Materialien herzustellen. Nach aktuellem Kenntnisstand konnte in der vorliegenden Arbeit erstmalig das Potenzial von Halbleitermaterialien als Gittermaterial für UV-Anwendungen sowie der Ansatz eines breitbandigen Polarisators bis hin zu einer Wellenlänge von 193 nm aufgezeigt werden.



# Literaturverzeichnis

- [1] H. Hertz. Ueber Strahlen electrischer Kraft. *Annalen der Physik*, 272(4):769–783, 1889.
- [2] G.R. Bird and M. Parrish Jr. The wire grid as a near-infrared polarizer. *Journal of the Optical Society of America*, 50(9):886–891, 1960.
- [3] S.W. Ahn, K.D. Lee, J.S. Kim, S.H. Kim, J.D. Park, S.H. Lee, and P.W. Yoon. Fabrication of a 50 nm half-pitch wire grid polarizer using nanoimprint lithography. *Nanotechnology*, 16(9):1874–1877, 2005.
- [4] X.J. Yu and H.S. Kwok. Application of wire-grid polarizers to projection displays. *Applied Optics*, 42(31):6335–6341, 2003.
- [5] S.H. Kim, J.D. Park, and K.D. Lee. Fabrication of a nano-wire grid polarizer for brightness enhancement in liquid crystal display. *Nanotechnology*, 17(17):4436–4438, 2006.
- [6] J.J. Wang, F. Walters, X. Liu, P. Sciortino, and X. Deng. High-performance, large area, deep ultraviolet to infrared polarizers based on 40 nm line/78 nm space nanowire grids. *Applied Physics Letters*, 90(6):061104, 2007.
- [7] G.G. Kang, I. Vartiainen, B.F. Bai, H. Tuovinen, and J. Turunen. Inverse polarizing effect of subwavelength metallic gratings in deep ultraviolet band. *Applied Physics Letters*, 99(7):071103, 2011.
- [8] V. Pelletier, K. Asakawa, M. Wu, D.H. Adamson, R.A. Register, and P.M.

- Chaikin. Aluminum nanowire polarizing grids: Fabrication and analysis. *Applied Physics Letters*, 88(21):211114, 2006.
- [9] Y.R. Hong, K. Asakawa, D.H. Adamson, P.M. Chaikin, and R.A. Register. Silicon nanowire grid polarizer for very deep ultraviolet fabricated from a shear-aligned diblock copolymer template. *Optics Letters*, 32(21):3125–3127, 2007.
- [10] S.P. Thompson. On a new polarizing prism. *Philosophical Magazine Series 5*, 12(76):349–351, 1881.
- [11] J.F. Archard and A.M. Taylor. Improved Glan-Foucault prism. *Journal of Scientific Instruments*, 25(12):407, 1948.
- [12] P.B. Clapham, M.J. Downs, and R.J. King. Some applications of thin films to polarization devices. *Applied Optics*, 8(10):1965–1974, 1969.
- [13] L. Li and J.A. Dobrowolski. High-performance thin-film polarizing beam splitter operating at angles greater than the critical angle. *Applied Optics*, 39(16):2754–2771, 2000.
- [14] L. Li and J.A. Dobrowolski. Visible broadband, wide-angle, thin-film multi-layer polarizing beam splitter. *Applied Optics*, 35(13):2221–2225, 1996.
- [15] M. Banning. Practical methods of making and using multilayer filters. *Journal of the Optical Society of America*, 37(10):792–795, 1947.
- [16] J.A. Dobrowolski and A. Waldorf. High-performance thin film polarizer for the UV and visible spectral regions. *Applied Optics*, 20(1):111–116, 1981.
- [17] E.H. Land. Some aspects of the development of sheet polarizers. *Journal of the Optical Society of America*, 41(12):957–962, 1951.
- [18] F. Ciardelli, C. Cellai, A. Pucci, L. Regoli, G. Ruggeri, N. Tirelli, and C. Cardelli. Blends of functionalized terthiophenes with polyethylene as materials for

- new linear polarizers. *Polymers for Advanced Technologies*, 12(3-4):223–230, 2001.
- [19] Y. Dirix, T.A. Tervoort, and C. Bastiaansen. Optical properties of oriented polymer/dye polarizers. 2. ultimate properties. *Macromolecules*, 30(7):2175–2177, 1997.
- [20] E. Beekman, C. Kocher, A. Kokil, S. Zimmermann, and C. Weder. UV polarizers based on oriented poly (vinyl alcohol)–Chrysophenine–Congo red blend films. *Journal of Applied Polymer Science*, 86(5):1235–1239, 2002.
- [21] P. Lalanne, J. Hazart, P. Chavel, E. Cambril, and H. Launois. A transmission polarizing beam splitter grating. *Journal of Optics A*, 1:215–219, 1999.
- [22] D. Delbeke, R. Baets, and P. Muys. Polarization-selective beam splitter based on a highly efficient simple binary diffraction grating. *Applied Optics*, 43(33):6157–6165, 2004.
- [23] L. Pajewski, R. Borghi, G. Schettini, F. Frezza, and M. Santarsiero. Design of a binary grating with subwavelength features that acts as a polarizing beam splitter. *Applied Optics*, 40(32):5898–5905, 2001.
- [24] H. Bartelt, T. Glaser, and S. Schröter. Modelling and characterization of optical high frequency gratings. *Optik International Journal for Light and Electron Optics*, 112(7):283–288, 2001.
- [25] B. Wang, C. Zhou, S. Wang, and J. Feng. Polarizing beam splitter of a deep-etched fused-silica grating. *Optics Letters*, 32(10):1299–1301, 2007.
- [26] J. Zheng, C. Zhou, J. Feng, and B. Wang. Polarizing beam splitter of deep-etched triangular-groove fused-silica gratings. *Optics Letters*, 33(14):1554–1556, 2008.

- 
- [27] M. Xu, H. Urbach, D. de Boer, and H. Cornelissen. Wire-grid diffraction gratings used as polarizing beam splitter for visible light and applied in liquid crystal on silicon. *Optics Express*, 13(7):2303–2320, 2005.
- [28] P. Yeh. A new optical model for wire grid polarizers. *Optics Communications*, 26(3):289–292, 1978.
- [29] A. Lehmuskero, B. Bai, P. Vahimaa, and M. Kuittinen. Wire-grid polarizers in the volume plasmon region. *Optics Express*, 17(7):5481–5489, 2009.
- [30] H. Ryu, S.J. Yoon, and D. Kim. Influence of surface roughness on the polarimetric characteristics of a wire-grid grating polarizer. *Applied Optics*, 47(30):5715–5721, 2008.
- [31] Y. Ekinici, H.H. Solak, C. David, and H. Sigg. Bilayer Al wire-grids as broadband and high-performance polarizers. *Optics Express*, 14(6):2323–2334, 2006.
- [32] X.J. Yu and H.S. Kwok. Optical wire-grid polarizers at oblique angles of incidence. *Journal of Applied Physics*, 93(8):4407, 2003.
- [33] I. Yamada, K. Takano, M. Hangyo, M. Saito, and W. Watanabe. Terahertz wire-grid polarizers with micrometer-pitch Al gratings. *Optics Letters*, 34(3):274–276, 2009.
- [34] H. Tamada, T. Doumuki, T. Yamaguchi, and S. Matsumoto. Al wire-grid polarizer using the s-polarization resonance effect at the 0.8- $\mu\text{m}$ -wavelength band. *Optics Letters*, 22(6):419–421, 1997.
- [35] I. Yamada, K. Fukumi, J. Nishii, and M. Saito. Near-infrared polarizer with tungsten silicide wire grids. *Japanese Journal of Applied Physics*, 50(1):2502, 2011.
- [36] Z.Y. Yang, M. Zhao, N.L. Dai, G. Yang, H. Long, Y.H. Li, and P.X. Lu. Broadband polarizers using dual-layer metallic nanowire grids. *IEEE Photonics Technology Letters*, 20(9):697–699, 2008.

- 
- [37] L. Zhou and W. Liu. Broadband polarizing beam splitter with an embedded metal-wire nanograting. *Optics Letters*, 30(12):1434–1436, 2005.
- [38] S.H. Ahn and J. Guo. High-speed roll-to-roll nanoimprint lithography on flexible plastic substrates. *Advanced Materials*, 20(11):2044–2049, 2008.
- [39] B. Schnabel, E.B. Kley, and F. Wyrowski. Study on polarizing visible light by subwavelength-period metal-stripe gratings. *Optical Engineering*, 38(2):220–226, 1999.
- [40] M. Guillaumée, L.A. Dunbar, C. Santschi, E. Grenet, R. Eckert, O.J.F. Martin, and R.P. Stanley. Polarization sensitive silicon photodiodes using nanostructured metallic grids. *Applied Physics Letters*, 94(19):193503, 2009.
- [41] G. Schider et al. Optical properties of Ag and Au nanowire gratings. *Journal of Applied Physics*, 90(8):3825, 2001.
- [42] D. Hansen, E. Gardner, R. Perkins, M. Lines, and A. Robbins. The display applications and physics of the ProFlux wire grid polarizer. *Society for Information Display Annual Symposium*, pages 19–24, 2002.
- [43] T. Kim and S. Seo. The facile fabrication of a wire-grid polarizer by reversal rigiflex printing. *Nanotechnology*, 20(14):145305, 2009.
- [44] L.L. Soares and L. Cescato. Metallized photoresist grating as a polarizing beam splitters. *Appl. Opt.*, 40:5906, 2001.
- [45] U.D. Zeitner, B. Schnabel, E.B. Kley, and F. Wyrowski. Polarization multiplexing of diffractive elements with metal-stripe grating pixels. *Applied Optics*, 38(11):2177–2181, 1999.
- [46] K.W. Sun, S.C. Huang, A. Kechiantz, and C.P. Lee. Subwavelength gratings fabricated on semiconductor substrates via E-beam lithography and lift-off method. *Optical and Quantum Electronics*, 37(4):425–432, 2005.

- 
- [47] K.S. Park, J.M. Dang, M.M. Sung, and S. Seo. One-step fabrication of nanowire-grid polarizers using liquid-bridge-mediated nanotransfer molding. *Nanoscale Research Letters*, 7(1):351, 2012.
- [48] S.H. Ahn, J.S. Kim, and L.J. Guo. Bilayer metal wire-grid polarizer fabricated by roll-to-roll nanoimprint lithography on flexible plastic substrate. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 25(6):2388, 2007.
- [49] Z. Yu, P. Deshpande, W. Wu, J. Wang, and S.Y. Chou. Reflective polarizer based on a stacked double-layer subwavelength metal grating structure fabricated using nanoimprint lithography. *Applied Physics Letters*, 77(7):927–929, 2000.
- [50] S.W. Ahn, K.D. Lee, J.S. Kim, S.H. Kim, S.H. Lee, J.D. Park, and P.W. Yoon. Fabrication of subwavelength aluminum wire grating using nanoimprint lithography and reactive ion etching. *Microelectronic Engineering*, 78(79):314–318, 2005.
- [51] L. Chen, J.J. Wang, F. Walters, X. Deng, M. Buonanno, S. Tai, and X. Liu. 58 nm half-pitch plastic wire-grid polarizer by nanoimprint lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 25(6):2654, 2007.
- [52] L. Chen, J.J. Wang, F. Walters, X. Deng, M. Buonanno, S. T., and X. Liu. Large flexible nanowire grid visible polarizer made by nanoimprint lithography. *Applied Physics Letters*, 90(6):063111, 2007.
- [53] K.D. Lee, S.H. Kim, J.Y.K. Joo-Do Park, and S.J. Park. Application of nanoimprint lithography to nano-optics: wire grid polarizer and photonic crystal LED. *Proceedings of SPIE*, 6462:64620P, 2007.
- [54] J.M. Papalia, D.H. Adamson, P.M. Chaikin, and R.A. Register. Silicon nanowire polarizers for far ultraviolet (sub-200 nm) applications: Modeling and fabrication. *Journal of Applied Physics*, 107(8):084305–084305, 2010.

- 
- [55] G.J. Sonek, D.K. Wagner, and J.M. Ballantyne. Optical polarizers for the ultraviolet. *Applied Optics*, 22(9):1270–1272, 1983.
- [56] G.J. Sonek, D.K. Wagner, and J.M. Ballantyne. Ultraviolet grating polarizers. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 19(4):921–923, 1981.
- [57] J.J. Wang, L. Chen, X. Liu, P. Sciortino, F. Liu, F. Walters, and X. Deng. 30-nm-wide aluminum nanowire grid for ultrahigh contrast and transmittance polarizers made by UV-nanoimprint lithography. *Applied Physics Letters*, 89(14):141105, 2006.
- [58] Z.Y. Yang and Y.F. Lu. Broadband nanowire-grid polarizers in ultraviolet-visible-near-infrared regions. *Optics Express*, 15(15):9510–9519, 2007.
- [59] F. Meng, J. Chu, Z. Han, and K. Zhao. The design of the sub-wavelength wire-grid polarizer. *Proceedings of the 7th IEEE Conference on Nanotechnology*, pages 942–946, 2008.
- [60] T. Weber, H.J. Fuchs, H. Schmidt, E.B. Kley, and A. Tünnermann. Wire-grid polarizer for the UV spectral region. *Proceedings of SPIE*, 7205:720504, 2009.
- [61] A. Drauschke, B. Schnabel, and F. Wyrowski. Comment on the inverse polarization effect in metal-stripe polarizers. *Journal of Optics A*, 3:67, 2001.
- [62] M. Honkanen, V. Kettunen, M. Kuittinen, J. Lautanen, J. Turunen, B. Schnabel, and F. Wyrowski. Inverse metal-stripe polarizers. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 68(1):81–85, 1999.
- [63] H. Kikuta, H. Toyota, and W. Yu. Optical Elements with Subwavelength Structured Surfaces. *Optical Review*, 10(2):63–73, 2003.
- [64] P. Lalanne and D. Lemercier-Lalanne. On the effective medium theory of subwavelength periodic structures. *Journal of Modern Optics*, 43(10):2063–2086, 1996.

- 
- [65] P. Lalanne and M. Hutley. The optical properties of artificial media structured at a subwavelength scale. *Encyclopedia of Optical Engineering*, pages 62–71, 2003.
- [66] H.J. Zhao, Y.J. Peng, J. Tan, C.R. Liao, P. Li, and X.X. Ren. Optimal design of sub-wavelength metal rectangular gratings for polarizing beam splitter based on effective medium theory. *Chinese Physics B*, 18(12):5326, 2009.
- [67] M. Pate, J. Meyer, J. Shiefman, and D. Hansen. Wire-grid polarizers in modern lcos light-engine configurations. *Journal of the Society for Information Display*, 14(3):275–283, 2012.
- [68] D. Zhang, P. Wang, X. Jiao, C. Min, G. Yuan, Y. Deng, H. Ming, L. Zhang, and W. Liu. Polarization properties of subwavelength metallic gratings in visible light band. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 85(1):139–143, 2006.
- [69] A.V. Tishchenko. Phenomenological representation of deep and high contrast lamellar gratings by means of the modal method. *Optical and quantum electronics*, 37(1):309–330, 2005.
- [70] Mark Fox. *Optical Properties of Solids*. Oxford University Press, 2012.
- [71] A.D. Rakic, A.B. Djuricic, J.M. Elazar, and M.L. Majewski. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices. *Applied Optics*, 37(22):5271–5283, 1998.
- [72] H. Ehrenreich, H.R. Philipp, and B. Segall. Optical properties of aluminum. *Physical Review*, 132(5):1918–1928, 1963.
- [73] <http://www.ioffe.rssi.ru/> am 09.10.2013.
- [74] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon Press, 1970.
- [75] H.R. Philipp and H. Ehrenreich. Optical properties of semiconductors. *Physical Review*, 129(4):1550–1560, 1963.



- 
- [76] H. Ehrenreich, H.R. Philipp, and J.C. Phillips. Interband transitions in groups 4, 3-5, and 2-6 semiconductors. *Physical Review Letters*, 8(2):59–61, 1962.
- [77] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Akademische Verlagsgesellschaft, 1973.
- [78] R. Berger, J. Kauffmann, N. Kerwien, W. Osten, and HJ Tiziani. Rigorose Beugungssimulation: Ein Vergleich zwischen RCWA, FDTD und der Finiten Elemente Methode. *DGaO-Proceedings*, 2004.
- [79] <http://gsolver.com/> .
- [80] C.B. Burckhardt. Diffraction of a plane wave at a sinusoidally stratified dielectric grating. *Journal of the Optical Society of America*, 56(11):1502–1508, 1966.
- [81] M.G. Moharam and T.K. Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of metallic surface-relief gratings. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics and Image Science*, 3(11):1780–1787, 1986.
- [82] M.G. Moharam and T.K. Gaylord. Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics and Image Science*, 72(10):1385–1392, 1982.
- [83] E. Popov, M. Nevriere, B. Gralak, and G. Tayeb. Staircase approximation validity for arbitrary-shaped gratings. *JOSA A*, 19(1):33–42, 2002.
- [84] Chris Mack. *Fundamental principles of optical lithography: the science of microfabrication*. Wiley-Interscience, 2008.
- [85] T. Ito and S. Okazaki. Pushing the limits of lithography. *Nature*, 406(6799):1027–1031, 2000.
- [86] R.F. Pease. To charge or not to charge: 50 years of lithographic choices. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 28(6):C6A1–C6A6, 2010.

- 
- [87] M.D. Levenson, N.S. Viswanathan, and R. A. Simpson. Improving resolution in photolithography with a phase-shifting mask. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 29(12):1828–1836, 1982.
- [88] T. A. Brunner. Why optical lithography will live forever. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 21(6):2632–2637, 2003.
- [89] C. Lu and R.H. Lipson. Interference lithography: a powerful tool for fabricating periodic structures. *Laser & Photonics Reviews*, 4(4):568–580, 2010.
- [90] W.W. Ng, S. Hong, C, and A. Yariv. Holographic interference lithography for integrated optics. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 25(10):1193–1200, 1978.
- [91] C. Pacholski, C. Morhard, J.P. Spatz, D. Lehr, M. Schulze, E.B. Kley, A. Tünnermann, M. Helgert, M. Sundermann, and R. Brunner. Antireflective subwavelength structures on microlens arrays-comparison of various manufacturing techniques. *Applied Optics*, 51(1):8–14, 2012.
- [92] C.M. Sotomayor Torres, S. Zankovych, J. Seekamp, C. Kam, A.P. and Clavijo Cedeño, T. Hoffmann, J. Ahopelto, F. Reuther, K. Pfeiffer, G. Bleidiessel, et al. Nanoimprint lithography: an alternative nanofabrication approach. *Materials Science & Engineering C*, 23(1-2):23–31, 2003.
- [93] L.J. Guo. Nanoimprint lithography: Methods and material requirements. *Advanced Materials*, 19(4):495–513, 2007.
- [94] K.D. Lee, S.W. Ahn, S.H. Kim, S.H. Lee, J.D. Park, P.W. Yoon, D.H. Kim, and S.S. Lee. Nanoimprint technology for nano-structured optical devices. *Current Applied Physics*, 6(1):e149–e153, 2005.
- [95] A.N. Broers, A.C.F. Hoole, and J.M. Ryan. Electron beam lithography-resolution limits. *Microelectronic Engineering*, 32(1):131–142, 1996.

- 
- [96] C. Vieu, F. Carcenac, A. Pépin, Y. Chen, M. Mejias, A. Lebib, L. Manin-Ferlazzo, L. Couraud, and H. Launois. Electron beam lithography: resolution limits and applications. *Applied Surface Science*, 164(1-4):111–117, 2000.
- [97] E.B. Kley. Continuous profile writing by electron and optical lithography. *Microelectronic Engineering*, 34(3):261–298, 1997.
- [98] Y. Nakayama, S. Okazaki, N. Saitou, and H. Wakabayashi. Electron-beam cell projection lithography: A new high-throughput electron-beam direct-writing technology using a specially tailored si aperture. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 8(6):1836–1840, 1990.
- [99] E.B. Kley, H. Schmidt, U. Zeitner, M. Banasch, and B. Schnabel. Enhanced e-beam pattern writing for nano-optics based on character projection. *Proc. SPIE*, 8352:83520M, 2012.
- [100] T. Fujita, H. Nishihara, and J. Koyama. Fabrication of micro lenses using electron-beam lithography. *Optics Letters*, 6(12):613–615, 1981.
- [101] N. Yoshikawa, M. Itoh, and T. Yatagai. Binary computer-generated holograms for security applications from a synthetic double-exposure method by electron-beam lithography. *Optics Letters*, 23(18):1483–1485, 1998.
- [102] T. Shiono, T. Hamamoto, and K. Takahara. High-efficiency blazed diffractive optical elements for the violet wavelength fabricated by electron-beam lithography. *Applied Optics*, 41(13):2390–2393, 2002.
- [103] W. Freese, T. Kämpfe, W. Rockstroh, E.B. Kley, and A. Tünnermann. Optimized electron beam writing strategy for fabricating computer-generated holograms based on an effective medium approach. *Optics Express*, 19(9):8684–8692, 2011.
- [104] H. Moritz. Optical single layer lift-off process. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 32(3):672–676, 1985.

- 
- [105] C. Helgert, C. Menzel, C. Rockstuhl, E. Pshenay-Severin, E.B. Kley, A. Chipouline, A. Tünnermann, F. Lederer, and T. Pertsch. Polarization-independent negative-index metamaterial in the near infrared. *Optics Letters*, 34(5):704–706, 2009.
- [106] Michael Köhler. *Ätzverfahren für die Mikrotechnik*. Wiley-VCH, 1998.
- [107] T. Clausnitzer, J. Limpert, K. Zöllner, H. Zellmer, H.J. Fuchs, E.B. Kley, A. Tünnermann, M. Jupé, and D. Ristau. Highly efficient transmission gratings in fused silica for chirped-pulse amplification systems. *Applied Optics*, 42(34):6934–6938, 2003.
- [108] T. Glaser, S. Schröter, R. Pöhlmann, H.J. Fuchs, and H. Bartel. High-efficiency binary phase-transmission-grating using e-beam lithography. *Journal of Modern Optics*, 45(7):1487–1494, 1998.
- [109] T. Glaser, S. Schröter, H. Bartelt, H.J. Fuchs, and E.B. Kley. Diffractive optical isolator made of high-efficiency dielectric gratings only. *Applied optics*, 41(18):3558–3566, 2002.
- [110] S. Somekh. Introduction to ion and plasma etching. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 13(5):1003–1007, 1976.
- [111] K. Fischer, D.F. Bazarre, G. Bell, B. Kegel, and G. Liebel. Anwendung der Ionenstrahl-und Plasmaätztechnik in der elektronischen Feinstrukturierung und ihre analytische Problematik anhand praktischer Erfahrungen. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 314(3):289–292, 1983.
- [112] U.D. Zeitner, M. Oliva, F. Fuchs, D. Michaelis, T. Benkenstein, T. Harzen-dorf, and E.B. Kley. High performance diffraction gratings made by e-beam lithography. *Applied Physics A*, 109(4):789–796, 2012.
- [113] F. Brückner, D. Friedrich, T. Clausnitzer, M. Britzger, O. Burmeister, K. Danzmann, E.B. Kley, A. Tünnermann, and R. Schnabel. Realization of a

- monolithic high-reflectivity cavity mirror from a single silicon crystal. *Physical Review Letters*, 104(16):163903, 2010.
- [114] S. Kroker, T. Käsebier, T. Weber, S. Steiner, F. Fuchs, E.B. Kley, and A. Tünnermann. Diffractive optical elements based on subwavelength high-contrast gratings. *Proc. SPIE*, 8270:82700P, 2012.
- [115] P.M. Martin. *Handbook of deposition technologies for films and coatings: science, applications and technology*. William Andrew, 2009.
- [116] H. Frey and G. Kienel. *Dünnschichttechnologie*. VDI-Verlag, 1987.
- [117] M. Leskelä and M. Ritala. Atomic layer deposition (ALD): from precursors to thin film structures. *Thin Solid Films*, 409(1):138–146, 2002.
- [118] M. Ritala, M. Leskelä, J.P. Dekker, C. Mutsaers, P. J Soininen, and J. Skarp. Perfectly conformal tin and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films deposited by atomic layer deposition. *Chemical Vapor Deposition*, 5(1):7–9, 1999.
- [119] E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2005.
- [120] Y. Takubo, N. Takeda, J.H. Huang, and K. Muroo. Precise measurement of the extinction ratio of a polarization analyser. *Measurement Science and Technology*, 9(1):20–3, 1998.
- [121] R.W. Wood. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 4(21):396–402, 1902.
- [122] L. Rayleigh. Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 14(79):60–65, 1907.
- [123] U Fano. The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (sommerfelds waves). *Journal of the Optical Society of America*, 31(3):213–222, 1941.

- 
- [124] Z. Bomzon, V. Kleiner, and E. Hasman. Space-variant polarization state manipulation with computer-generated subwavelength metal stripe gratings. *Optics Communications*, 192(3):169–181, 2001.
- [125] R.W. Wood. Anomalous diffraction gratings. *Physical Review*, 48(12):928, 1935.
- [126] S. Astilean, P. Lalanne, and M. Palamaru. Light transmission through metallic channels much smaller than the wavelength. *Optics Communications*, 175(4):265–273, 2000.
- [127] I.H. Malitson. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *Journal of the Optical Society of America*, 55(10):1205–1208, 1965.
- [128] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1985.
- [129] M.J. Dodge. Refractive properties of magnesium fluoride. *Applied Optics*, 23(12):1980–1985, 1984.
- [130] M. Schlüter. Die optischen Eigenschaften von Gold, Silber und Gold-Silber-Legierungen zwischen 2 und 40eV aus Energieverlustmessungen. *Zeitschrift für Physik*, 250(1):87–98, 1972.
- [131] M. Schlüter. Elektronenspektrometrische Untersuchungen zur Natur des 2, 48 eV-Energieverlustes von Gold. *Zeitschrift für Physik*, 247(3):263–266, 1971.
- [132] H. Ehrenreich and H.R. Philipp. Optical Properties of Ag and Cu. *Physical Review*, 128(4):1622–1629, 1962.
- [133] J.H. Weaver, C.G. Olson, and D.W. Lynch. Optical properties of crystalline tungsten. *Physical Review B*, 12(4):1293–1297, 1975.
- [134] J. H. Weaver. Optical properties of Rh, Pd, Ir, and Pt. *Physical Review B*, 11(4):1416–1425, Feb 1975.

- 
- [135] T. Weber, T. Käsebier, E.B. Kley, and A. Tünnermann. Broadband iridium wire grid polarizer for UV applications. *Optics Letters*, 36(4):445–447, 2011.
- [136] T. Weber and E.B. Kley. Metallstreifenpolarisator. Deutsches Gebrauchsmuster, Nr. 20 2011 102 885.6, 2011.
- [137] T. Weber, T. Kaesebier, M. Helgert, E.B. Kley, and A. Tuennermann. Tungsten wire grid polarizer for applications in the DUV spectral range. *Applied Optics*, 51(16):3224–3227, 2012.
- [138] T. Weber and E.B. Kley. Metallstreifenpolarisator. Deutsches Gebrauchsmuster, Nr. 20 2011 102 876.7, 2011.
- [139] T. Weber, T. Kaesebier, S. Kroker, E.B. Kley, and A. Tuennermann. High frequency binary amorphous silicon grating working as wire grid polarizer for uv applications. *Proc. SPIE*, 8270:82700F, 2012.
- [140] T. Weber and E.B. Kley. Polarisator und Verfahren zur Herstellung eines Polarisators. Deutsche Patentanmeldung, Nr. : 10 2011 079 030.9, 2011.
- [141] N. Cabrera and N.F. Mott. Theory of the oxidation of metals. *Reports on Progress in Physics*, 12(1):163–184, 1949.
- [142] F.P. Fehlner and N.F. Mott. Low-temperature oxidation. *Oxidation of metals*, 2(1):59–99, 1970.
- [143] C.L. Chang and S. Ramanathan. A theoretical approach to investigate low-temperature nanoscale oxidation of metals under UV radiation. *Journal of the Electrochemical Society*, 154(7):G160, 2007.
- [144] S. Ramanathan, D. Chi, P.C. McIntyre, C.J. Wetteland, and J.R. Tesmer. Ultraviolet-ozone oxidation of metal films. *Journal of the Electrochemical Society*, 150(5):F110, 2003.
- [145] G. Hass. Über das Wachstum und die Struktur dünner Oxydschichten auf Aluminium. *Zeitschrift für anorganische Chemie*, 254(1-2), 1947.

- 
- [146] L. Fritzsche, H. J. Köhler, F. Thrum, G. Wende, and H. G. Meyer. Preparation of nb/al-alox/nb josephson junctions with critical current densities down to 1 a/cm<sup>2</sup>. *Physica C*, 296(3-4):319 – 324, 1998.
- [147] N. Cabrera. On the oxidation of metals at low temperatures and the influence of light. *Philosophical Magazine Series 7*, 40(301):175–188, 1949.
- [148] P. Rottländer, H. Kohlstedt, P. Grünberg, and E. Girgis. Ultraviolet light assisted oxidation for magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 87:6067, 2000.
- [149] P. Rottländer, H. Kohlstedt, H.A.M. De Gronckel, E. Girgis, J. Schelten, and P. Grünberg. Magnetic tunnel junctions prepared by ultraviolet light assisted oxidation. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 210(1-3):251–256, 2000.
- [150] L.P.H. Jeurgens, W.G. Sloof, F.D. Tichelaar, and E.J. Mittemeijer. Growth kinetics and mechanisms of aluminum-oxide films formed by thermal oxidation of aluminum. *Journal of Applied Physics*, 92(3):1649, 2002.
- [151] A.E.T. Kuiper, M.F. Gillies, V. Kottler, J.G.M. van Berkum, C. van der Marel, Y. Tamminga, and .J.H.M. Snijders. Plasma oxidation of thin aluminum layers for magnetic spin-tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 89(3):1965, 2001.
- [152] W.W. Webb, J.T. Norton, and C. Wagner. Oxidation of tungsten. *Journal of the Electrochemical Society*, 103(2):107, 1956.
- [153] A. Warren, A. Nylund, and I. Olefjord. Oxidation of tungsten and tungsten carbide in dry and humid atmospheres. *International Journal of Refractory Metals and Hard Materials*, 14(5-6):345–353, 1996.
- [154] M.A. El Khakani, M. Chaker, and B. Le Drogoff. Iridium thin films deposi-



- ted by radio-frequency magnetron sputtering. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 16(2):885, 1998.
- [155] J.C. Chaston. Reactions of oxygen with the platinum metals II-Oxidation of ruthenium, rhodium, iridium and osmium. *Platinum Metals Review*, 9(2):51–56, 1965.
- [156] H. Jehn. High temperature behaviour of platinum group metals in oxidizing atmospheres. *Journal of the Less Common Metals*, 100:321–339, 1984.
- [157] R.T. Wimber and H.G. Kraus. Oxidation of iridium. *Metallurgical and Materials Transactions B*, 5(7):1565–1571, 1974.
- [158] C.A. Krier and R.I. Jaffee. Oxidation of the platinum-group metals. *Journal of the Less Common Metals*, 5(5):411–431, 1963.
- [159] I.W. Boyd, J.I.B. Wilson, and J.L. West. Laser-induced oxidation of silicon. *Thin Solid Films*, 83(4):L173–L176, 1981.
- [160] E.A. Taft. Thin thermal oxide on silicon. *Journal of The Electrochemical Society*, 131(10):2460–2461, 1984.
- [161] A. Kazor and I.W. Boyd. Low temperature photo-assisted oxidation of silicon. *Applied Surface Science*, 54:460–464, 1992.
- [162] D.C. Flanders and N.N. Efremow. Generation of < 50 nm period gratings using edge defined techniques. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 1(4):1105–1108, 1983.
- [163] S. Babin and K. Bay. Modeling of CD and placement error in multi-spacer patterning technology. *Proceedings of SPIE*, 7640:764021, 2010.
- [164] A. K. Raub, D. Li, A. Frauenglass, and S.R.J. Brueck. Fabrication of 22 nm half-pitch silicon lines by single-exposure self-aligned spatial-frequency doubling. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 25(6):2224–2227, 2007.

- 
- [165] S. Lee, J. Byers, K. Jen, P. Zimmerman, B. Rice, N.J. Turro, and C.G. Willson. An analysis of double exposure lithography options. *Proceedings of SPIE*, 6924:69242A, 2008.
- [166] R.H. French and H.V. Tran. Immersion lithography: Photomask and wafer-level materials. *Annual Review of Materials Research*, 39(1):93–126, 2009.
- [167] J. Finders, M. Dusa, B. Vleeming, H. Megens, B. Hepp, M. Maenhoudt, S. Cheng, and T. Vandeweyer. Double patterning for 32nm and below: an update. *Proceedings of SPIE*, 6924:692408, 2008.
- [168] M. Dusab, B. Arnoldc, J. Findersd, H. Meilingd, K.I. Schenaud, and A.C. Chen. The lithography technology for the 32 nm hp and beyond. *Proceedings of SPIE*, 7028:702810, 2008.
- [169] A.J. Hazelton, S. Wakamoto, S. Hirukawa, M. McCallum, N. Magome, J. Ishikawa, C. Lapeyre, I. Guilmeau, S. Barnola, and S. Gaugiran. Double patterning requirements for optical lithography and prospects for optical extension without double patterning. *Proceedings of SPIE*, 6924:69240R, 2008.
- [170] B. Cui, Z. Yu, H. Ge, and S.Y. Chou. Large area 50 nm period grating by multiple nanoimprint lithography and spatial frequency doubling. *Applied Physics Letters*, 90(4):043118, 2007.
- [171] X. Liu, X. Deng, P. Sciortino Jr, M. Buonanno, F. Walters, R. Varghese, J. Bacon, L. Chen, N. O'Brien, and J.J. Wang. Large area, 38 nm half-pitch grating fabrication by using atomic spacer lithography from aluminum wire grids. *Nano Letters*, 6(12):2723–2727, 2006.
- [172] W. Shiu, W. Ma, H.W. Lee, J.S. Wu, Y.M. Tseng, K. Tsai, C. Te Liao, A. Wang, A. Yau, Y.R. Lin, et al. Spacer double patterning technique for sub-40nm dram manufacturing process development. *Proceedings of SPIE*, 7140:71403Y, 2008.

- 
- [173] C. Bencher, Y. Chen, H. Dai, W. Montgomery, and L. Huli. 22nm half-pitch patterning by CVD spacer self alignment double patterning (SADP).
- [174] Y.K. Choi, T.J. King, and C. Hu. A spacer patterning technology for nanoscale cmos. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 49(3):436–441, 2002.
- [175] Z. Yu, W. Wu, L. Chen, and S.Y. Chou. Fabrication of large area 100 nm pitch grating by spatial frequency doubling and nanoimprint lithography for subwavelength optical applications. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 19(6):2816, 2001.
- [176] A. Lehmuskero, M. Kuittinen, and P. Vahimaa. Refractive index and extinction coefficient dependence of thin Al and Ir films on deposition technique and thickness. *Optics Express*, 15(17):10744–10752, 2007.
- [177] A. Szeghalmi, M. Arnold, A. Berger, N. Schammelt, K. Fuechsel, M. Knez, E.B. Kley, D.R.T. Zahn, and A. Tuennermann. Atomic layer deposition of iridium thin films and their application in gold electrodeposition. *Proceedings of SPIE*, 81680:81680K, 2011.
- [178] J. Aarik, A. Aidla, T. Uustare, M. Ritala, and M. Leskelä. Titanium isopropoxide as a precursor for atomic layer deposition: characterization of titanium dioxide growth process. *Applied Surface Science*, 161(3):385–395, 2000.
- [179] T. Aaltonen, M. Ritala, V. Sammelselg, and M. Leskelä. Atomic layer deposition of iridium thin films. *Journal of the Electrochemical Society*, 151:G489, 2004.
- [180] T. Weber, T. Kaesebier, A. Szeghalmi, M. Knez, E.B. Kley, and A. Tuennermann. High aspect ratio deep UV wire grid polarizer fabricated by double patterning. *Microelectronic Engineering*, 98:433–435, 2012.
- [181] S. Babin, G. Glushenko, T. Weber, T. Kaesebier, A. Szeghalmi, and E.-B. Kley. Application of double patterning technology to fabricate optical elements: Pro-

- cess simulation, fabrication, and measurementy. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 30(3):031605, 2012.
- [182] G.A. Niklasson, C.G. Granqvist, and O. Hunderi. Effective medium models for the optical properties of inhomogeneous materials. *Applied Optics*, 20(1):26–30, 1981.
- [183] D. Lehr, K. Dietrich, C. Helgert, T. Käsebier, H.J. Fuchs, A. Tünnermann, and E.B. Kley. Plasmonic properties of aluminum nanorings generated by double patterning. *Optics Letters*, 37(2):157–159, 2012.
- [184] S.Y. Chou and W. Deng. Subwavelength amorphous silicon transmission gratings and applications in polarizers and waveplates. *Applied Physics Letters*, 67(6):742, 1995.
- [185] W. Deng and S.Y. Chou. Fabrication and properties of visible-light subwavelength amorphous silicon transmission gratings. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 13(6):2879, 1995.
- [186] K.J. Lee, R. LaComb, B. Britton, M. Shokooh-Saremi, H. Silva, E. Donkor, Y. Ding, and R. Magnusson. Silicon-layer guided-mode resonance polarizer with 40-nm bandwidth. *IEEE Photonics Technology Letters*, 20(22):1857–1859, 2008.
- [187] K.J. Lee, J. Curzan, M. Shokooh-Saremi, and R. Magnusson. Resonant wide-band polarizer with single silicon layer. *Applied Physics Letters*, 98(21):211112, 2011.
- [188] Y. Kanamori, M. Shimono, and K. Hane. Fabrication of transmission color filters using silicon subwavelength gratings on quartz substrates. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18(20):2126–2128, 2006.
- [189] D.E. Aspnes. Optical properties of thin films. *Thin Solid Films*, 89(3):249–262, 1982.

- 
- [190] A. Shiozaki, M. Watanabe, T. Ono, and M. Kuwabara. New duv optical wafer inspection system. *Hitachi Review*, 52(3):147, 2003.
- [191] T. Watanabe, T. Jingu, M. Noguchi, and T. Hosoe. High-sensitivity, high-speed, dark-field wafer-inspection system. *Hitachi Review*, 52(3):153, 2003.
- [192] J. Hämäläinen, T. Hatanpää, E. Puukilainen, T. Sajavaara, M. Ritala, and M. Leskelä. Iridium metal and iridium oxide thin films grown by atomic layer deposition at low temperatures. *Journal of Materials Chemistry*, 21(41):16488–16493, 2011.
- [193] M.D. Groner, F.H. Fabreguette, J.W. Elam, and S.M. George. Low-temperature  $\text{Al}_2\text{O}_3$  atomic layer deposition. *Chemistry of Materials*, 16(4):639–645, 2004.
- [194] T. Weber, T. Kaesebier, A. Szeghalmi, M. Knez, E.B. Kley, and A. Tuennermann. Iridium wire grid polarizer fabricated using atomic layer deposition. *Nanoscale Research Letters*, 6(1):558, 2011.
- [195] M. Rothschild, A.R. Forte, M.W. Horn, R.R. Kunz, S.C. Palmateer, and J.H.C. Sedlacek. 193-nm lithography. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 1(3):916–923, 1995.
- [196] S. Stokowski and D. Wack. Using a 193-nm inspection tool for multi-layer mask blank inspection. pages 18–21, 2009.
- [197] R. Brunner, A. Menck, R. Steiner, G. Buchda, S. Weissenberg, U. Horn, and A.M. Zibold. Immersion mask inspection with hybrid-microscopic systems at 193 nm. *Proceedings of SPIE*, pages 887–893, 2004.
- [198] S.D. Mo and W.Y. Ching. Electronic and optical properties of three phases of titanium dioxide: Rutile, anatase, and brookite. *Physical Review B*, 51(19):13023, 1995.

- 
- [199] H. Tang, K. Prasad, R. Sanjines, P.E. Schmid, and F. Levy. Electrical and optical properties of tio anatase thin films. *Journal of Applied Physics*, 75(4):2042, 1994.
- [200] J. Aarik, A. Aidla, A.A. Kiisler, T. Uustare, and V. Sammelseg. Effect of crystal structure on optical properties of TiO<sub>2</sub> films grown by atomic layer deposition. *Thin Solid Films*, 305(1):270–273, 1997.
- [201] H. Takikawa, T. Matsui, T. Sakakibara, A. Bendavid, and P.J. Martin. Properties of titanium oxide film prepared by reactive cathodic vacuum arc deposition. *Thin Solid Films*, 348(1):145–151, 1999.

## **Abkürzungen**

**ALD** Atomic layer deposition

**CVD** Chemical Vapour deposition

**FDTD** Finite difference time domain

**FEM** Finite-Elemente-Methode

**FIB** Focused ion beam

**FF** Füllfaktor

**HIM** Helium-Ionen-Mikroskop

**IBD** Ion beam deposition

**IBE** Ion beam etching

**ICP** Inductively coupled plasma

**IR** infrarot

**PVD** Physical Vapour deposition

**RCWA** Rigorous coupled wave analysis

**REM** Rasterelektronenmikroskop

**RIBE** Reactive ion beam etching

**RIE** Reactive ion etching

**TE** transversal elektrisch

**TM** transversal magnetisch

**UV** ultraviolet

**VUV** Vacuum ultraviolet

## Symbole

Kurzzeichen, Symbol	Bezeichnung
b	Stegbreite
e	Elementarladung
h	Steghöhe
k	Imaginärteil der Brechzahl
$k_0$	Wellenzahl
m	m-te Beugungsordnung bzw. Gittermode
$m_0$	Masse eines Elektrons
n	Realteil der Brechzahl
$n_{eff}$	effektive Brechzahl
p	Gitterperiode
w	Grabenbreite, Energiedichte
I	Intensität
N	Ladungsträgerdichte
R	Reflektivität
$\alpha$	Absorptionskoeffizient
$\beta$	Propagationskonstante
$\delta$	Skintiefe
$\epsilon_0$	Dielektrizitätskonstante
$\epsilon(w)_{Drude}$	Dielektrische Funktion nach dem Drude-Modell
$\varphi_{in}$	Einfallswinkel
$\varphi_m$	Beugungswinkel der m-ten Beugungsordnung
$\gamma$	Dämpfungskonstante
$\omega$	Frequenz
$\omega_p$	Plasmafrequenz
$\lambda$	Wellenlänge



## Publikationen

- T. Weber, H.-J. Fuchs, H. Schmidt, E.-B. Kley, A. Tünnermann, *Wire-grid polarizer for the UV spectral region*, Proceedings of SPIE **7205**, 720504 (2009).
- T. Weber, T. Käsebier, E.-B. Kley, A. Tünnermann, *Broadband iridium wire grid polarizer for UV applications*, Optics Letters **36**, 445-447 (2011).
- T. Weber, T. Käsebier, A. Szeghalmi, M. Knez, E.-B. Kley, A. Tünnermann, *Iridium wiregrid polarizer fabricated using atomic layer deposition*, Nanoscale Research Letters **6**, 558 (2011).
- T. Weber, T. Käsebier, S. Kroker, E.-B. Kley, A. Tünnermann, *High frequency binary amorphous silicon grating working as wire grid polarizer for UV applications*, Proceedings of SPIE **8270**, 82700F (2012).
- S. Kroker, T. Käsebier, S. Steiner, T. Weber, F. Fuchs, E.-B. Kley, A. Tünnermann, *Diffraction optical elements based on subwavelength high contrast gratings*, Proceedings of SPIE **8270**, 82700P (2012).
- S. Babin, T. Weber, G. Glushenko, T. Käsebier, A. Szeghalmi, E.-B. Kley, *Application of double patterning technology to fabricate optical elements: Process simulation, fabrication, and measurement*, Journal of Vacuum Science and Technology B **30**, 031605 (2012).
- T. Weber, T. Käsebier, M. Helgert, E.-B. Kley, A. Tünnermann, *Tungsten wire grid polarizer for applications in the DUV spectral range*, Applied Optics **51**, 3224-3227 (2012).
- T. Weber, T. Käsebier, A. Szeghalmi, M. Knez, E.-B. Kley, A. Tünnermann, *High aspect ratio deep UV wire grid polarizer fabricated by double patterning*, Microelectronic Engineering, **98**, 433-435 (2012).

## Schutzrechte

- T. Weber, E.-B. Kley, *Metallstreifenpolarisator und Verfahren zur Herstellung desselben*, Deutsche Patentanmeldung : 10 2010 031 229.0 (2010).
- T. Weber, E.-B. Kley, *Metallstreifenpolarisator und Verfahren zur Herstellung desselben*, Deutsche Patentanmeldung 10 2011 006 996.8 (2011).
- T. Weber, E.-B. Kley, *Polarisator und Verfahren zur Herstellung eines Polarisators*, Deutsche Patentanmeldung 10 2011 079 030.9 (2011).
- T. Weber, E.-B. Kley, *Metallstreifenpolarisator*, Deutsches Gebrauchsmuster 20 2011 102 876.7 (2011).
- T. Weber, E.-B. Kley, *Metallstreifenpolarisator*, Deutsches Gebrauchsmuster 20 2011 102 885.6 (2011).

## Konferenzbeiträge

- (Vortrag) T. Weber, H.-J. Fuchs, H. Schmidt, E.-B. Kley, A. Tünnermann, *Wire-grid polarizer for the UV spectral region*, SPIE Photonics West, 24.-29. Januar 2009, San Jose, USA.
- (Vortrag) T. Weber, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, A. Tünnermann, *Drahtgitterpolarisator für den UV-Spektralbereich*, DPG Frühjahrstagung, 02.-06. März 2009, Hamburg, Deutschland.
- (Poster) T. Weber, T. Käsebier, A. Szeghalmi, M. Knez, E.-B. Kley, A. Tünnermann, *High aspect ratio iridium wire grid polarizer for UV applications*, EOS-MOC EOS Conference on Manufacturing of Optical Components, 23.-25. Mai 2011, München, Deutschland.
- (Poster) S. Babin, G. Glushenko, A. Szeghalmi, T. Weber, T. Käsebier and E.-B. Kley, *Double patterning technology: process simulation and fabrication of optical elements*, EIPBN International Conference on Electron, Ion, and Photon

Beam Technology and Nanofabrication, 31. Mai - 3. Juni 2011, Las Vegas, USA.

- (Vortrag) T. Weber, T. Käsebier, E.-B. Kley, and A. Tünnermann, *High aspect ratio deep UV wire grid polarizer fabricated by double patterning*, MNE International Conference on Micro and Nano Engineering, 19.-23. September 2011, Berlin, Deutschland.
- (Vortrag) T. Weber, T. Käsebier, S. Kroker, E.-B. Kley, A. Tünnermann, *High frequency binary amorphous silicon grating working as wire grid polarizer for UV applications*, SPIE Photonics West, 24.-29. Januar 2012, San Francisco, USA.
- (Poster) T. Siefke, T. Weber, D. Voigt, E.-B. Kley, A. Tünnermann, *Wire grid polarizer for UV applications*, 273. PTB-Seminar VUV and EUV Metrology, 24.-25. Oktober 2013, Berlin, Deutschland.

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei all denen bedanken, die in den vergangenen Jahren zur Fertigstellung der Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Andreas Tünnermann für die Möglichkeit der Erstellung der Arbeit am Institut für Angewandte Physik und der Bereitstellung des wissenschaftlichen und technischen Umfeldes.

Ein besonderer Dank geht an Herrn Dr. Ernst-Bernhard Kley für die vielfältige Unterstützung bei der Bearbeitung des Themas und die vielen Diskussionen.

Für den reichhaltigen Erfahrungsschatz, die Geduld bei der Probenherstellung und die gute Zusammenarbeit geht ein ganz großes Dankeschön an die Arbeitsgruppe Mikrostrukturtechnik und Mikrooptik, dabei insbesondere an Waltraud Gräf, Detlef Schelle, Holger Schmidt, Werner Rockstroh, Michael Banasch, Bodo Martin, Dr. Frank Schrempel, Kay Dietrich, sowie Dr. Hans-Jörg Fuchs und Thomas Käsebier, die beim Ätzen und Beschichten der Proben immer zielführende Ideen hatten.

Mein Dank gilt weiterhin Dr. Michael Helgert von der Carl Zeiss Jena GmbH für das fortwährende Interesse an der Thematik und die unkomplizierte Zusammenarbeit während des gemeinsamen Projektes „EFFET“ und über das Projektende hinaus.

Für Diskussionen und Gespräche, auch über das Fachliche hinaus, danke ich Dennis Lehr, Dr. Holger Hartung, Jörg Reinhold, Wiebke Eckstein, Stephan Ratzsch, Stefan Steiner, Dr. Christian Helgert und Martin Steglich.

Bei Stefanie Kroker und Marcel Schulze bedanke ich mich für das gegenseitige motivieren, Sorgen teilen, Korrekturlesen und durch die Bürokratie kämpfen in der Endphase der Arbeit. Zu dritt fühlt man sich eben doch nicht so allein!

Den Dres. John, Steffen, Matthias und Till danke ich für die Motivation endlich mit ihnen Starting Five spielen zu dürfen.

Meinen Eltern danke ich für die Unterstützung und den Rückhalt in allen Lebenslagen.

Ein ganz liebes Dankeschön für Motivation und das einfach nur da sein geht natürlich an Christiane.

## Erklärung

Ich, Dipl.-Ing. Thomas Weber, erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt und indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Bei der Auswahl und der Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise entgeltlich/unentgeltlich geholfen:

- (a) Iridium- und  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -ALD-Beschichtung - Dr. Adriana Szeghalmi, Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Halle/Saale.
- (b) Probencharakterisierung bei 193 nm und mit dem VUV-Spektrometer - Dr. Michael Helgert, Carl-Zeiss Jena GmbH, Jena.
- (c) Ellipsometrische Brechzahlbestimmung der Woframschicht - Dennis Lehr, Institut für Angewandte Physik, Jena.

Weitere Personen waren an der inhaltlichen-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen. Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer Prüfungsbehörde vorgelegt. Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit sage und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 28.11.2013