

Charakterisierung nanoskaliger Gitter mittels Spektrometrie im Extrem-Ultraviolett

Characterization of Nanoscale Gratings by Means of Spectrometry in the Extreme Ultraviolet

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Ingenieurwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Lukas Fabian Bahrenberg

Berichter: Universitätsprofessor Dr. rer. nat. Peter Loosen
 Universitätsprofessor Dr.-Ing. Max Christian Lemme

Tag der mündlichen Prüfung: 04.03.2021

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek online verfügbar.

Danksagung

An erster Stelle bedanke ich mich bei Prof. Dr. Peter Loosen, der mir als Doktorvater das Gelingen dieser Arbeit ermöglicht hat, immer ein offenes Ohr für Fragen hatte und stets zu Diskussionen bereit war.

Weiterhin gilt mein Dank Prof. Dr. Max Christian Lemme für die spontane und unkomplizierte Übernahme des Zweitgutachtens sowie das gezeigte Interesse am Thema meiner Dissertation.

Bei Dr. Jochen Stollenwerk bedanke ich mich für die intensive und kritisch-hilfreiche Betreuung dieser Arbeit und anderer Projekte an unserem Lehrstuhl.

Dr. Serhiy Danylyuk und Dr. Sascha Brose habe ich zu danken für die Leitung unserer Arbeitsgruppe. Beide haben es auch bei intensiver Zusammenarbeit immer verstanden, den Mitarbeitern die notwendigen Freiräume für eigene Ideen und Wege der Umsetzung zu geben.

Ich danke meinen ehemaligen und aktuellen Arbeitskollegen in der EUV-Gruppe des RWTH-TOS Stefan Herbert, Jenny Tempeler, Sophia Schröder und Bernhard Lüttgenau für die immer kollegiale Zusammenarbeit und die stets lockere aber dennoch zielgerichtete Arbeitsatmosphäre.

Ich bedanke mich bei allen anderen Kollegen am RWTH-TOS, insbesondere bei Dr. Oliver Pütsch, Martin Holters, Oskar Hofmann, Dr. Annika Völl und Michael Berens für ihre konstruktiven Diskussionen über Optik und andere interessante Themen.

Ich danke weiterhin meinen Masteranden, Bacheloranden und Hiwis Sven Glabisch, Robert Michels, Kutay Eryilmaz, Adrian Niewiadomski, Isshu Araki, Benny Ku und Philipp Kaniewski für ihren Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit.

Außerdem bedanke ich mich bei meinen Kollegen im Bereich EUV-Technik am Fraunhofer ILT Dr. Klaus Bergmann und Dr. Jochen Vieker für die kompetente Hilfe und den qualifizierten Rat hinsichtlich EUV-Plasmaquellen sowie bei Michael Scherf für seine Ratschläge zu Vakuumanlagen.

Ich möchte mich bei meiner Freundin Lisa bedanken, die es mir mit ihrer Geduld und ihrem Verständnis für meine Arbeit ermöglicht hat, viele Abendstunden, Wochenenden und Urlaubstage zusätzlich zu investieren, um die Ergebnisse dieser Arbeit fertigzustellen.

Bei meinen Eltern möchte ich mich bedanken, die mich auf dem Weg des Studiums und auf dem Weg der Fertigstellung dieser Arbeit immer unterstützt und ermutigt haben.

Kurzfassung

Diese Arbeit zeigt erstmalig die Charakterisierung nanoskaliger Gitter mit Strukturabmessungen kleiner als 100 nm durch modellgestützte Spektrometrie im extrem-ultravioletten Spektralbereich (5 nm bis 20 nm Wellenlänge). Die untersuchten Parameter der Gittergeometrie umfassen die Steghöhe, die Stegbreite, den Stegwinkel und die Stegradien. Ein Vergleich mit Spektralbereichen größerer Wellenlängen, vor allem im sichtbaren Spektralbereich, wie sie zum Stand der Technik zählen, ergibt, dass Reflexionsgrade im Extrem-Ultraviolett zum Teil mehr als eine Größenordnung sensitiver auf Veränderungen der Geometrie nanoskaliger Gitter sind. Spektrometrie im Extrem-Ultraviolett zeigt derzeit messbare Kontraste für Veränderungen der Gittergeometrie im Subprozent-Bereich auf, was Absolutwerten von unter 1 nm und unter 1° entspricht. Im Rahmen einer experimentellen Validierung wird die Spektrometrie im Extrem-Ultraviolett zur Charakterisierung nanoskaliger Gitter in einen kompakten Messaufbau implementiert, wodurch der potentielle Einsatz für industrielle Anwendungen der Halbleitertesstechnik demonstriert wird. Mithilfe des kompakten Aufbaus wird die Geometrie eines nanoskaligen Gitters charakterisiert, indem durch rigorose elektromagnetische Modellierung Anpassungen an die gemessenen Reflexionsgrade ermittelt werden. Die Ergebnisse werden mit einer unabhängigen Charakterisierung mittels Rasterelektronenmikroskopie verglichen.

Abstract

This work shows for the first time the dimensional characterization of nanoscale gratings with dimensions smaller than 100 nm by model-based spectrometry in the extreme ultraviolet spectral range (5 nm to 20 nm wavelength). The investigated grating parameters include the line height, the line width, the sidewall angle and corner radii. A comparison to longer wavelengths, especially in the visible regime, as they are used in state-of-the-art techniques, shows that the reflectance in the extreme ultraviolet in some cases is more than an order of magnitude more sensitive to variations in the geometry of nanoscale gratings. Spectrometry in the extreme ultraviolet currently exhibits measurable contrasts for dimensional variations in the sub-percent regime, equaling less than 1 nm and 1° in absolute values. In an experimental validation of the method, spectrometry in the extreme ultraviolet for the characterization of nanoscale gratings is implemented in a stand-alone setup, which demonstrates the potential employment of the method for industrial applications in semiconductor metrology. Using the stand-alone setup, the geometrical dimensions of nanoscale grating are characterized through fits to the measured reflectance obtained through rigorous electromagnetic modeling. The results are compared to an independent characterization by means of scanning electron microscopy.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation, Zielsetzung und Vorgehensweise	1
2	Stand von Wissenschaft und Technik	5
2.1	<i>Verfahren zur Charakterisierung nanoskaliger Gitter</i>	<i>5</i>
2.1.1	Scatterometrie vom Ultravioletten bis in das Infrarot	9
2.1.2	Kleinwinkelröntgendiffraktometrie (SAXS)	9
2.1.3	Verfahren unter Nutzung von EUV-Strahlung	11
2.2	<i>Optische Eigenschaften nanoskaliger Gitter im Extrem-Ultraviolet</i>	<i>13</i>
2.2.1	Optische Konstanten im EUV-Spektralbereich	14
2.2.2	Grundlagen der Beugung elektromagnetischer Strahlung an Gittern	21
2.2.3	Rigorese Modellierung der Gitterbeugung	27
3	Simulative und experimentelle Validierung des Charakterisierungsverfahrens.....	31
3.1	<i>Definition der Zielgrößen und Validierungsparameter.....</i>	<i>31</i>
3.1.1	Zielgrößen.....	31
3.1.2	Gitterparameter	33
3.1.3	Beleuchtungsparameter	35
3.2	<i>Simulative Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse</i>	<i>37</i>
3.2.1	Sensitivität des Reflexionsgrades gegenüber der Gittergeometrie	38
3.2.2	Unsicherheitsanalyse der Charakterisierung der Gittergeometrie	45
3.3	<i>Experimentelle Validierung in einem kompakten Messaufbau</i>	<i>47</i>
3.3.1	Kompaktes EUV-Spektrometer.....	47
3.3.2	Experimentelle Charakterisierung eines nanoskaligen Gitters	55
4	Zusammenfassung und Ausblick	58
5	Literaturverzeichnis	62
	Abbildungsverzeichnis	iv
	Tabellenverzeichnis	vi
	Formelverzeichnis	vii
	Abkürzungs- und Symbolverzeichnis	viii

1 Motivation, Zielsetzung und Vorgehensweise

Motivation

Die Entwicklungen in der modernen Halbleiterfertigung [Moo65, Mac11, Orj18] erfordern eine stetige Weiterentwicklung von messtechnischen Verfahren zur Prozesskontrolle und Qualitätssicherung [Bun17, lee18, Orj18]. Unter anderem wird in der Halbleiterfertigung die sogenannte kritische Abmessung (engl. *critical dimension* - CD) charakterisiert, die eine Reihe von Parametern zur Beschreibung der Geometrie der kleinsten hergestellten Strukturen umfasst [Bun13]. Sie gibt Aufschluss über Prozessparameter und die Qualität der hergestellten Strukturen. Meist wird die kritische Abmessung innerhalb periodischer nanoskaliger Gitter mit Strukturabmessungen unterhalb von 100 nm charakterisiert, die im Fertigungsverfahren als Testfelder zwischen die funktionalen Strukturen der integrierten Schaltkreise eingebettet werden [Bun17].

Die Scatterometrie ist ein modellbasiertes Charakterisierungsverfahren zur Bestimmung der kritischen Abmessung, das Licht vom Ultraviolett bis in das Infrarot als Messstrahlung nutzt [Zha09, Bod16, Mad16]. Obwohl mit diesem Verfahren bereits Strukturabmessungen deutlich unterhalb der Messwellenlänge und damit unterhalb der optischen Auflösungsgrenze charakterisiert werden können, gilt dies nicht für immer kleiner werdende Strukturabmessungen [Bun17]. Dies ist auf das Ergebnis verfälschende Korrelationen zwischen den Gitterparametern zurückzuführen, die bei sehr kleinen Strukturen (im Vergleich zur Wellenlänge) auftreten [Bun13]. Die exakte Querschnittsgeometrie eines nanoskaligen Gitters verliert in diesen Fällen an Bedeutung für das Messergebnis [Ter03, Hua04]. Wenn die Wellenlänge sehr viel größer als die zu untersuchenden Gitterstrukturen ist, verhält sich die Gitterstruktur mehr und mehr wie eine homogene Schicht, die gemittelte optische Eigenschaften zwischen Gitterstruktur und Umgebung zeigt [Lal97]. Erschwerend kommen bei Strukturabmessungen unterhalb von ~ 10 nm Quanteneffekte hinzu [Orj18], die die optischen Materialeigenschaften beeinflussen. Der bei Materialien mit makroskopischen Abmessungen als Konstante geltende komplexe Brechungsindex, der die optischen Materialeigenschaften beschreibt, wird in diesen Fällen eine Funktion der Strukturabmessungen [Mor05, Goh10, Kam11] und somit eine weitere unbekannte Größe.

Als Alternative wird die Charakterisierung durch Kleinwinkel-Röntgendiffraktometrie (engl. *small angle x-ray scattering* - SAXS) in Betracht gezogen, die Wellenlängen von ca. 0,1 nm als Messstrahlung nutzt. Dies erfordert weniger aufwändige Rekonstruktionsmodelle, da die untersuchten Strukturabmessungen oberhalb der optischen Auflösungsgrenze liegen. Viele Arbeiten hierzu zeigen eine erfolgreiche Bestimmung der kritischen Abmessung mithilfe des Verfahrens [Jon03, Wan07, Wer12, Set13]. SAXS zeigt jedoch technische Limitierungen sowohl bei den vorhandenen Strahlquellen

als auch bei den optischen Systemen, die zum einen den möglichen Messdurchsatz limitieren [Ho07] und zum anderen einen für viele Anwendungen zu großen Messfleck verursachen [Pfl17]. Beides verhindert bisher den Einsatz in der industriellen Fertigung [Bun13, Bun17, Fro17].

In dieser Arbeit wird als Alternative die Spektrometrie im Extrem-Ultraviolett (EUV) bei Wellenlängen in der Größenordnung von 10 nm erstmalig für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter validiert. Das Charakterisierungsverfahren soll die beschriebenen Nachteile der beiden Verfahren Scatterometrie und SAXS beheben. Verfahren unter Nutzung von EUV-Strahlung können aufgrund kleinerer Wellenlängen im Vergleich zur Scatterometrie Vorteile bieten in Bezug auf Messungen an kleinen Strukturen [Ter03, Hua04]. Im Vergleich zur Röntgenstrahlung bei SAXS lassen sich zudem steilere Einfallswinkel der Messstrahlung auf die Probenoberfläche realisieren, was kleinere Messflecke ermöglicht [Fer18]. Außerdem sind im EUV leistungsstarke kompakte Strahlungsquellen verfügbar [Ber99].

Zielsetzung

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist

die erstmalige Validierung von Spektrometrie im Extrem-Ultraviolett für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter.

Unter Spektrometrie im Extrem-Ultraviolett wird in dieser Arbeit ein Messverfahren verstanden, mit dem der Reflexionsgrad bei Wellenlängen um 10 nm im streifenden Einfall der Messstrahlung ermittelt wird. Streifend bedeutet dabei unter solchen Winkeln, bei denen EUV-Strahlung für eine Messung noch ausreichend reflektiert wird (typischerweise $\sim 10^\circ$ zur Oberfläche). Aus den gemessenen Reflexionsgraden im EUV-Spektralbereich wird, gestützt durch rigorose elektromagnetische Modelle, die Geometrie nanoskaliger Gitter charakterisiert. Die Validierung umfasst eine simulativ-quantitative Validierung des Charakterisierungsverfahrens sowie eine experimentelle Validierung der technischen Umsetzbarkeit in einem kompakten Messaufbau.

Vorgehensweise

Die Vielzahl an Materialien und Strukturtypen in der Halbleitertechnik [Bun13, Orj18] macht es unmöglich, alle relevanten Praxisfälle der Halbleitermesstechnik im Rahmen dieser Arbeit abzudecken. Daher wird ein vereinfachtes Modellsystem eines nanoskaligen Gitters (siehe Abbildung 1.1) bestehend aus einem einzelnen Material (Siliziumoxid) mit einer relevanten Parametrisierung der Geometrie [Bun13, Bod16, Orj18] für diese Arbeit gewählt. Die Wahl des Materials und der betrachteten Parameter wird in Abschnitt 3.1 ausführlicher diskutiert.

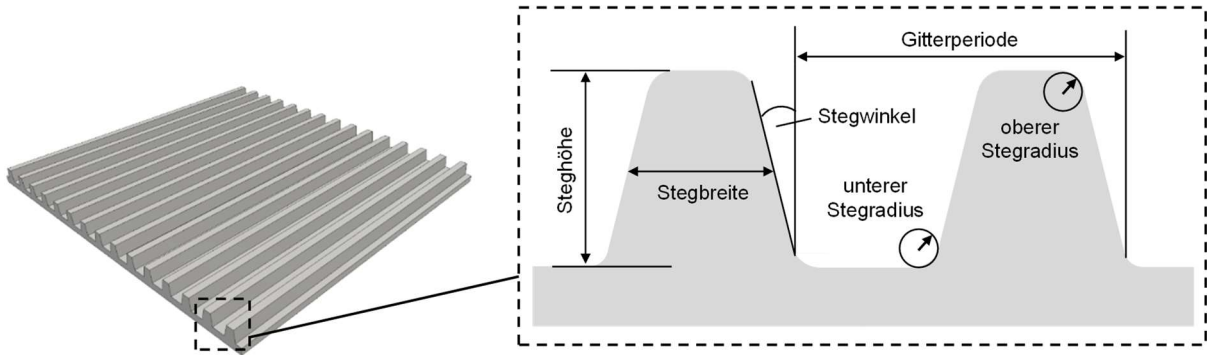


Abbildung 1.1 Schematischer Querschnitt eines nanoskaligen Gitters: Die eingezeichneten Parameter der äußeren Geometrie werden in dieser Arbeit untersucht.

Zur Strukturierung der Vorgehensweise und zur Präzisierung der Zielstellung werden zwei Forschungsfragen formuliert:

1. *Eignet sich EUV-Spektrometrie zur Charakterisierung nanoskaliger Gitter und welche Vorteile bestehen gegenüber dem Stand von Wissenschaft und Technik?*
2. *Ist das Charakterisierungsverfahren experimentell in einem kompakten Messaufbau validierbar?*

Abbildung 1.2 zeigt anhand eines Ablaufdiagramms, wie die einzelnen Kapitel dieser Arbeit zusammenhängen und wie sie in Bezug zu den Forschungsfragen stehen.

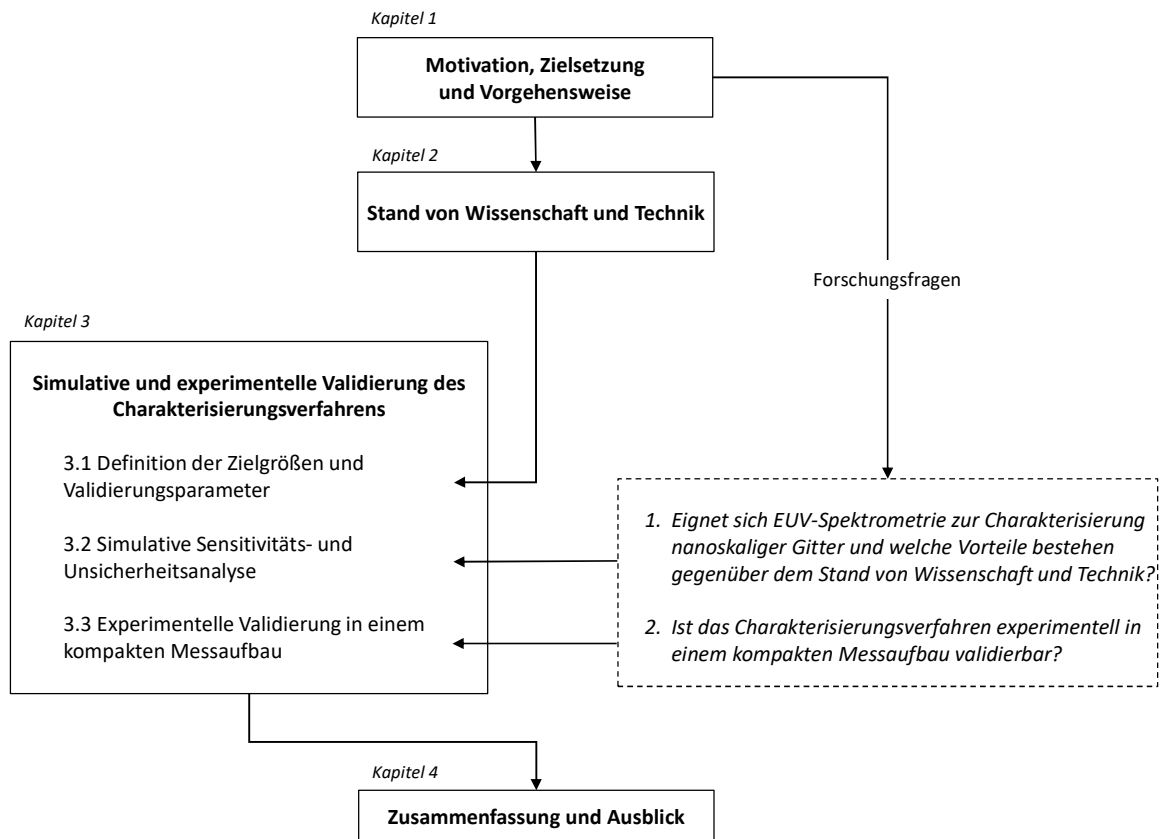


Abbildung 1.2 Ablaufdiagramm zur Vorgehensweise unter Einbeziehung der Forschungsfragen

In Kapitel 2 wird der Stand von Wissenschaft und Technik dargestellt. In Abschnitt 2.1 werden zunächst heutige, in der Industrie eingesetzte, Charakterisierungsverfahren für nanoskalige Gitter sowie sich in der Entwicklung befindende Ansätze vorgestellt. In Abschnitt 2.2 werden die Grundlagen der optischen Eigenschaften nanoskaliger Gitter im Extrem-Ultraviolett eingeführt, insofern sie relevant sind für das anschließende Ergebniskapitel und insofern sie dem Verständnis der Vor- und Nachteile von EUV-Strahlung für messtechnische Zwecke dienen.

In Kapitel 3 werden die Ergebnisse dieser Arbeit dargestellt. In Abschnitt 3.1 werden die Zielgrößen, die genaue Parametrisierung und die Wahl der Werte für die Validierung definiert. Abschnitt 3.2 widmet sich der ersten Forschungsfrage in Form einer simulativ-quantitativen Analyse, die die grundlegenden Möglichkeiten des Charakterisierungsverfahrens aufzeigen soll. Abschnitt 3.3 widmet sich der Beantwortung der zweiten Forschungsfrage in Form einer experimentellen Validierung mithilfe eines kompakten EUV-Spektrometers. In diesem Abschnitt steht die Umsetzbarkeit in einem kompakten Messaufbau im Vordergrund. Dabei werden bestehende Limitierungen und Möglichkeiten zu deren Überwindung diskutiert.

In Kapitel 4 werden die Ergebnisse zusammengefasst. In einem Ausblick werden zukünftige Arbeitspunkte vorgestellt, die mit dem Thema dieser Arbeit verbunden sind, und Fragestellungen diskutiert, die sich erst aus den Ergebnissen dieser Arbeit ergeben.

2 Stand von Wissenschaft und Technik

Dieses Kapitel beschreibt den Stand von Wissenschaft und Technik und grenzt theoretische und experimentelle Grundlagen, Vorarbeiten und etablierte Techniken von den Untersuchungen dieser Arbeit ab. In Abschnitt 2.1 werden zunächst heutige in der Industrie eingesetzte Charakterisierungsverfahren für nanoskalige Gitter sowie sich in der Entwicklung befindende Ansätze vorgestellt. In Abschnitt 2.2 werden die Grundlagen der optischen Eigenschaften nanoskaliger Gitter im Extrem-Ultraviolett eingeführt, insofern sie relevant sind für das anschließende Ergebniskapitel und sie dem Verständnis der Vor- und Nachteile von EUV Strahlung für messtechnische Zwecke dienen.

2.1 Verfahren zur Charakterisierung nanoskaliger Gitter

In der modernen Halbleiterfertigung mittels lithographischer Verfahren gibt es für die Prozesskontrolle und Qualitätssicherung eine Reihe zu charakterisierender Strukturparameter, die an nanoskaligen Gittern bestimmt werden. Diese werden unter dem Begriff *kritische Abmessung* (engl. *critical dimension - CD*) zusammengefasst. Abbildung 1.1 oben zeigt einige wichtige Parameter der kritischen Abmessung, die auch Gegenstand der Untersuchungen in dieser Arbeit sind. Es existieren aber noch weitere Geometrieparameter, die, abhängig von der konkreten Fertigungsanwendung in der industriellen Praxis, charakterisiert werden [Bun13, Orj18]. Die Abmessungen der Strukturen, die für aktuelle Anwendungen relevant sind und nach aktuellem Stand der Technik eine messtechnische Herausforderung darstellen, liegen teils deutlich unter 100 nm [Orj18, lee18]. Anforderungen an die benötigten Unsicherheiten in der Charakterisierung liegen bei ~ 1 nm oder sogar darunter [Bun13, Bun16]. Dabei handelt es sich in der Regel um Anforderungen an die Unsicherheiten bezogen auf ermittelte Effektivwerte, die über hunderte Gitterlinien gemittelt werden und nicht um lokale Abmessungen. Aufgrund der Abmessungen einzelner Atomlagen, die im Bereich von $\sim 0,1$ nm liegen, hätten Unsicherheiten $\ll 1$ nm lokal auch keine sinnvolle physikalische Bedeutung.

Die Parameter der kritischen Abmessung (vgl. Abbildung 1.1 in Abschnitt 1) lassen sich grob kategorisieren nach ihrer Zugänglichkeit in verschiedenen Messverfahren. Zum einen gibt es die Parameter des Oberflächenprofils, wie Steghöhe, -breite, -winkel und -radien sowie Gitterperiode, die sich durch Verfahren ermitteln lassen, die nur hinsichtlich der Oberflächeneigenschaften des untersuchten Gitters sensitiv sind. Zum anderen gibt es die Parameter der verborgenen Strukturen, die sich nur durch ein Eindringen in das Volumen des Gitterstegs ermitteln lassen und Informationen über den Gitterquerschnitt liefern. Über die hier genannten Parameter der kritischen Abmessung hinaus gibt es noch weitere Varianten von Gitterquerschnitten mit komplizierteren verborgenen

Geometrien und Schichten in der Halbleitertechnik [Bun13], die je nach Anwendung sehr unterschiedlich sein können.

Für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter und die Bestimmung der kritischen Abmessung in der Halbleitertechnik haben sich eine Reihe von Messverfahren etabliert, mit denen teilweise komplementäre Informationen über die Strukturparameter ermittelt werden. Grundsätzlich ist dabei zwischen bildgebenden Verfahren und modellbasierten Verfahren zu unterscheiden.

Bildgebende Verfahren für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter liefern als Messergebnis eine lokale Charakterisierung, bei der einzelne Gitterlinien durch ein abbildendes oder rasterndes Verfahren dargestellt werden und Strukturparameter direkt im Ergebnisbild abgelesen werden können. Typische bildgebende Verfahren sind die Rasterelektronenmikroskopie (REM) [Bun14], die Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) [Orj16] und die Rasterkraftmikroskopie (engl. *atomic force microscopy* - AFM) [Orj07, Bun13, Hus17-2]. Gegenstand der Forschung sind auch andere hochauflösende Ansätze wie die Helium-Ionen-Mikroskopie [Pos08, Pos11].

Bildgebende Verfahren bieten den Vorteil, Messgrößen wie zum Beispiel die Stegbreite direkt sichtbar zu machen und so leicht interpretierbare Messdaten zu liefern. Außerdem erlauben sie es, lokale Veränderungen der Strukturparameter zu erkennen [Bun17]. Großflächige Charakterisierungen sind jedoch meist mit einem hohen Zeitaufwand verbunden [Bun13]. Da der Gegenstand dieser Arbeit jedoch nicht bildgebende Verfahren sind sondern ein modellbasiertes reflektometrisches Verfahren, wird auf die bildgebenden Verfahren hier nicht weiter eingegangen.

Modellbasierte Verfahren zur Charakterisierung nanoskaliger Gitter nutzen einen Teil der am Gitter reflektierten (ellipsometrisch oder reflektometrisch) oder gebeugten (diffraktometrisch) Messstrahlung, das heißt radiometrische Messgrößen, unter Zuhilfenahme eines physikalischen Modells. Bei den genannten Verfahren wird ein im Vergleich zur Gitterperiode großflächiger Bereich mit der Messstrahlung beleuchtet (typischerweise in der Größenordnung von 10^3 Gitterperioden [Bun13]). Das jeweils detektierte Signal liefert statistisch signifikante Informationen über die kritische Abmessung gemittelt über eine Vielzahl von Gitterstegen. Im Gegensatz zu bildgebenden Verfahren lässt sich allerdings keine Aussage über einzelne Gitterstege und deren lokale Eigenschaften treffen. Weiterhin ist der Zusammenhang zwischen der kritischen Abmessung und den aufgenommenen Streusignalen nicht-trivial und lässt sich nur über ein geeignetes physikalisches Modell der Wechselwirkung der Messstrahlung mit dem nanoskaligen Gitter herstellen [Bun17].

Nanoskalige Gitter modellgestützt aus gemessenen Beugungs- beziehungsweise Reflexionsspektren zu rekonstruieren wurde zuerst von Kleinknecht et al. [Kle78] eingeführt. Das Prinzip dabei ist es, ein Beugungsspektrum, oft nur die nullte Beugungsordnung (also den Reflexionsgrad R_{mess} als Funktion

verschiedener Beleuchtungsparameter u_i , wie beispielsweise Wellenlänge oder Einfallswinkel), experimentell zu messen und die gleiche Messanordnung unter den gleichen Beleuchtungsparametern u_i in einem rigorosen elektromagnetischen Modell zu simulieren (siehe dazu Abschnitt 2.2.3). Durch eine iterative Modellanpassung an das Messergebnis werden die Parameter des gemessenen Gitters v_i rekonstruiert (siehe Abbildung 2.1).

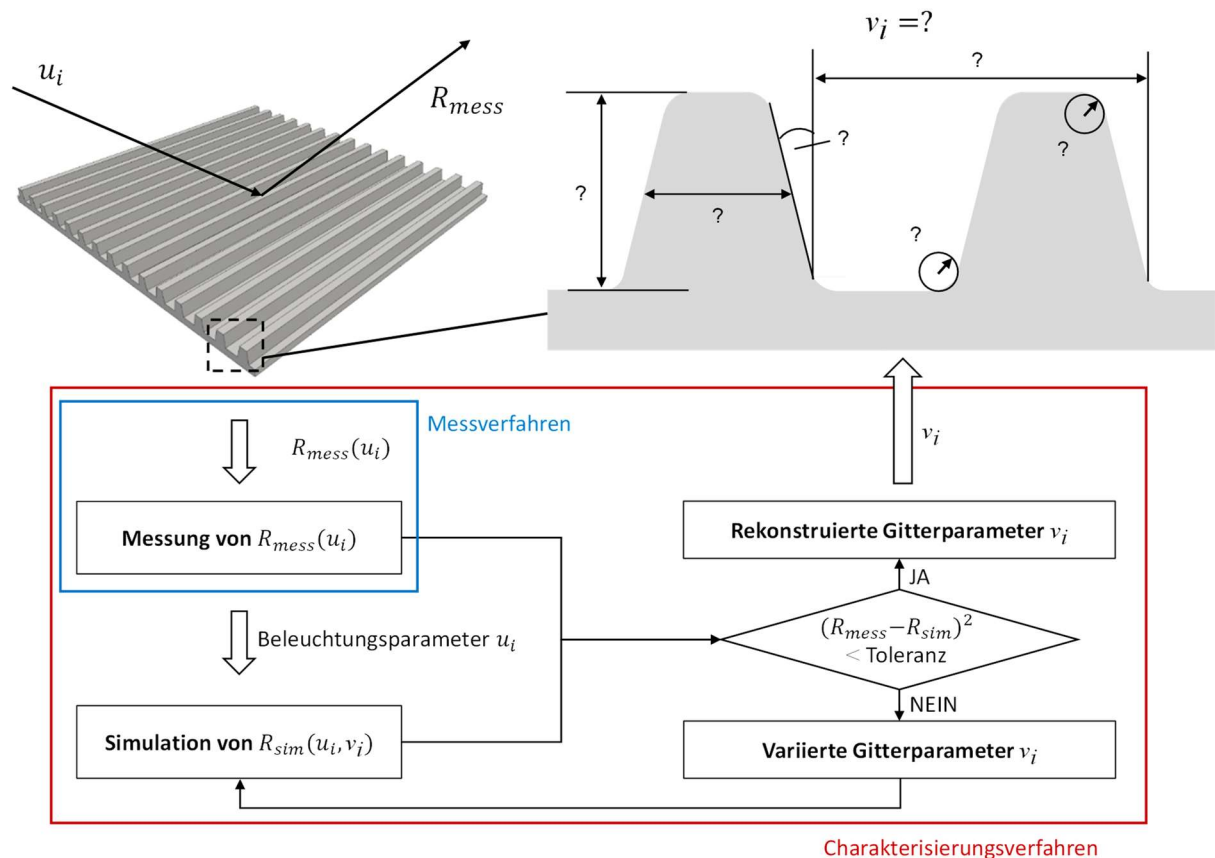


Abbildung 2.1 Modellbasierte Charakterisierung nanoskaliger Gitter: Das Charakterisierungsverfahren gliedert sich in das Messverfahren, das eine radiometrische Messgröße des nanoskaligen Gitters bestimmt und in die iterative modellbasierte Rekonstruktion der Gitterparameter aus der Messgröße. Die durch Fragezeichen gekennzeichneten geometrischen Abmessungen sind das Ergebnis der iterativen Rekonstruktion.

In dieser Arbeit wird bei den modellbasierten Verfahren das (Gitter-)Charakterisierungsverfahren und das einen Teil davon bildende Messverfahren unterschieden. Mithilfe des Messverfahrens wird eine radiometrische Größe (beispielsweise der Reflexionsgrad) gemessen und durch das Charakterisierungsverfahren aus der gemessenen radiometrischen Größe die Geometrie des nanoskaligen Gitters modellbasiert charakterisiert. Das Messverfahren ist nach dieser Definition ein Teil des Charakterisierungsverfahrens. Somit wird die Unsicherheit des Charakterisierungsverfahrens sowohl durch die Unsicherheit des Messverfahrens als auch durch die Unsicherheit des verwendeten Modells bestimmt. Dies steht im Gegensatz zu den bildgebenden Verfahren, bei denen Mess- und Charakterisierungsverfahren deckungsgleich sind.

Das Prinzip modellbasierter Charakterisierung nanoskaliger Gitter gehört zum Stand der Technik in Form der Scatterometrie (folgender Abschnitt), die seit etwa zwei Jahrzehnten im praktischen Einsatz mit sichtbarer Strahlung ist [Ray95] (seit einiger Zeit auch mit ultravioletter Strahlung [Bod16]). Innerhalb dieser Arbeit wird ein modellbasiertes Charakterisierungsverfahren dagegen erstmalig mithilfe spektraler Reflexionsgrade im extrem-ultravioletten (EUV-)Spektralbereich angewandt.

Tabelle 2.1 fasst die wichtigsten Eigenschaften der im Folgenden vorgestellten modellbasierten Charakterisierungsverfahren zusammen. Es werden die Scatterometrie (die Photonen im sichtbaren und benachbarten Spektralbereichen nutzt), die Kleinwinkelröntgendiffraktometrie (SAXS) (die weiche Röntgenstrahlung nutzt) und Verfahren unter Nutzung von EUV-Strahlung verglichen.

Bezeichnung	Scatterometrie	SAXS	EUV
Messstrahlung	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Photonen, Wellenlänge ca. 200 bis 1000 nm (UV/VIS/IR) 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Photonen Wellenlänge ca. 0,1 nm 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Photonen Wellenlängen ca. 10 nm
Messprinzip	<ul style="list-style-type: none"> ▪ (meist) ellipsometrisch, reflektometrisch und (selten) diffraktometrisch 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ diffraktometrisch 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ reflektometrisch und diffraktometrisch
Gitterparameter	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Stegprofil ▪ Stegquerschnitt 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Stegprofil ▪ (Stegquerschnitt) 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Noch zu bestimmen, u. A. Gegenstand dieser Arbeit
Unsicherheit der Effektivwerte	<ul style="list-style-type: none"> ▪ ~ 1 nm, $\sim 1^\circ$ 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ $< 0,1$ nm, $< 0,1^\circ$ 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Noch zu bestimmen, u. A. Gegenstand dieser Arbeit
Limitierungen	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Limitierte Sensitivität/gesteigerte Parameterkorrelation bei sehr kleinen Strukturabmessungen ($\lesssim 10$ nm) ▪ Größenabhängiger Brechungsindex 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Geringer Messdurchsatz (Transmissionsmodus) ▪ Große Messfleckgröße $> 50 \mu\text{m}$ (Reflexionsmodus) ▪ Nur sensitiv ggü. oberflächennahen Strukturen (Reflexionsmodus) 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Noch zu bestimmen, u. A. Gegenstand dieser Arbeit
Modellierung	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Aufwendig durch rigorose elektromagnetische Modellierung 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Direkte Modellierung mittels inverser Fourier-transformation 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Aufwendig durch rigorose elektromagnetische Modellierung

Tabelle 2.1 Modellbasierte Charakterisierungsverfahren nanoskaliger Gitter (basierend auf [Omu16, Bod16, Bun13, Bun17, Ukr12, Ku16, Sol17]).

Es ist hervorzuheben, dass es sich bei der Scatterometrie um ein etabliertes Charakterisierungsverfahren in der Halbleiterfertigung handelt, das auch als *In-Line*-Verfahren eingesetzt wird [Orj18]. SAXS wird seit über einem Jahrzehnt erforscht und ist zwar weit entwickelt, hat aber aufgrund der noch bestehenden Nachteile bei Messdurchsatz und Messfleckgröße keinen wesentlichen Einzug in die Halbleiterfertigung gefunden [Bun17, Orj18]. Es wird außerdem davon

ausgegangen, dass es seine tatsächlichen Stärken erst entfalten kann, wenn die untersuchten Strukturen noch kleiner werden [Bun17]. Die EUV-basierten Ansätze befinden sich noch in einem sehr frühen Stadium und aus den publizierten Arbeiten [Ku16, Sol17] können nur wenige Schlüsse auf die Leistungsfähigkeit der Verfahren gezogen werden. Auf die drei unterschiedlichen Charakterisierungsverfahren wird im Folgenden detaillierter eingegangen.

2.1.1 Scatterometrie vom Ultravioletten bis in das Infrarot

Das heutzutage meist genutzte und vielseitigste Verfahren zur Charakterisierung nanoskaliger Gitter ist die Scatterometrie, die eine Reihe von Messverfahren umfasst, die sich die Beugung ultravioletter, sichtbarer oder (nah-)infraroter Strahlung an den untersuchten nanoskaligen Gittern zu Nutze machen, um Rückschlüsse auf die Strukturparameter des Gitters zu ziehen [Bun13, Bun17, Mad16, Su15]. Dazu gehören insbesondere reflektometrische und ellipsometrische Verfahren, bei denen der vom Gitter spekulär reflektierte Strahl untersucht wird [Ray05, Hua04]. Der Strahl enthält Informationen über die Geometrie und die optischen Eigenschaften des untersuchten Gitters in Form eines Reflexionsgrades, der entweder eine Funktion des Einfallswinkels der Messstrahlung, eine Funktion der Wellenlänge der Messstrahlung oder von beidem ist. Zusätzlich wird bei ellipsometrischen Verfahren der Polarisationszustand des Messstrahls und des Detektionsstrahls kontrolliert [Hua04], um Informationen über das Gitter zu gewinnen. Mit Messfleckgrößen im Bereich bis hinunter zu $\sim 10 \mu\text{m}$ [Boe16] sind einige Scatterometrie-Verfahren auch für sehr kleine Messfelder geeignet.

Mittels Scatterometrie können viele Strukturabmessungen mit einer Unsicherheit $\sim 1 \text{ nm}$ und Stegwinkel mit einer Unsicherheit $\sim 1^\circ$ bestimmt werden [Bun13, Orj18]. Bei besonders kleinen Strukturen im Bereich einzelner Nanometer nimmt die Unsicherheit jedoch zu. Zum einen trägt eine Verkleinerung des Interaktionsvolumens der untersuchten Gitterstrukturen dazu bei, dass sich eine verstärkte Korrelation zwischen zu rekonstruierenden Parametern ergibt [Bun13, Orj18]. Zum anderen tritt eine Abhängigkeit des komplexen Brechungsindex von der Strukturgröße auf, wenn Strukturabmessungen im Bereich einzelner Nanometer liegen [Mor05, Goh10, Kam11].

2.1.2 Kleinwinkelröntgendiffraktometrie (SAXS)

Die Kleinwinkelröntgendiffraktometrie zur Charakterisierung nanoskaliger Gitter (engl. *small angle x-ray scattering* - SAXS) wird seit vielen Jahren als Nachfolgetechnologie für Verfahren wie die Scatterometrie angesehen. Limitierungen bei der erzielbaren Größe des Messflecks im Reflexionsmodus und beim Messdurchsatz im Transmissionsmodus haben jedoch bisher eine Einführung in die Halbleiterfertigung verhindert [Bun17, Fro17].

Bei SAXS wird das Beugungsbild von Röntgenstrahlung an einem nanoskaligen Gitter aufgenommen, das heißt auch höhere Beugungsordnungen und nicht nur der spekulare Reflexionsgrad. Im Gegensatz zu Scatterometrie-Verfahren ist dies möglich, da die Wellenlänge der Röntgenstrahlung mit $\sim 0,1$ nm deutlich kleiner ist als die zu charakterisierenden Strukturabmessungen. Im Falle der Scatterometrie gibt es in den meisten Fällen keine propagierenden höheren Beugungsordnungen, da die Wellenlängen von > 200 nm immer noch deutlich größer sind als typische Gitterperioden von aktuell ≤ 100 nm [Bun17].

SAXS wird in zwei unterschiedlichen Modi betrieben: In einem Transmissionsmodus, bei dem das zu untersuchende Gitter unter senkrechtem Einfall beleuchtet wird und in einem Reflexionsmodus, bei dem das Gitter unter sehr kleinen Winkeln zur Oberfläche im streifendem Einfall ($\sim 0,5^\circ$) beleuchtet wird [Pfl17].

Im Transmissionsmodus (engl. *transmission SAXS* - *TSAXS*) wird die am Gitter gebeugte und durch das Gittersubstrat transmittierte Röntgenstrahlung mit einem Flächendetektor hinter der Probe aufgezeichnet. Im Reflexionsmodus wird die vom Gitter reflektierte Strahlung ebenfalls auf einem Flächendetektor aufgezeichnet. Der Unterschied beider Modi liegt in ihrer unterschiedlichen Wechselwirkung mit dem Gitter. Im Transmissionsmodus findet eine Wechselwirkung auch mit tiefliegenden Bereichen und dem Substrat des Gitters statt. Aufgrund der Dicke von Gitter und Substrat, die von der Röntgenstrahlung dabei durchquert werden muss, ist die Absorption hoch [Bun17]. Dies führt zu verlängerten Messzeiten, die ein ausreichend hohes Signal auf dem Detektor ermöglichen. Diese Messzeiten lassen sich theoretisch nur durch leistungsstärkere Röntgenquellen verkürzen, die aber in dieser Form nicht verfügbar sind [Ho07].

Im Reflexionsmodus (engl. *grazing incidence SAXS* - *GISAXS*) wird dagegen ein hoher Anteil der Beleuchtungsstrahlung reflektiert und anschließend mit dem Detektor aufgezeichnet. Der Reflexionsmodus ist besonders auf das Oberflächenprofil und die obersten Schichten der untersuchten Gitter sensitiv, da die Röntgenstrahlung aufgrund der Totalreflexion im streifenden Einfall nur einige hundert Nanometer tief in die Gitterstrukturen eindringt [Bun17]. Bei diesem Modus liegt allerdings eine technische Beschränkung in der erreichbaren Größe des Messflecks, da selbst stark fokussierte Röntgenstrahlung durch die Beleuchtung im streifenden Einfall zu einem großen Messfleck > 50 μm in der Gitterebene führt [Bun17]. Typischerweise notwendige Messfleckgrößen müssen eine Abmessung in der Größenordnung von 50 μm aufweisen, da dies gängige Größen von Testfeldern in Lithographieverfahren sind [Bun17]. Idealerweise sollte der Messfleck aber deutlich kleiner sein als die zu untersuchenden Testfelder, damit sichergestellt ist, dass der gesamte Messfleck sich innerhalb des Testfeldes befindet. Weiterhin ist sehr wahrscheinlich, dass in Zukunft kleinere Testfeldgrößen angestrebt werden, so dass sich die Anforderungen an die Messfleckgröße weiter erhöhen könnten

[Bun16]. Aus diesen Gründen ist eine Weiterentwicklung optischer Systeme notwendig, um kleinere Messfleckgrößen zu erreichen. Eine andere Möglichkeit zur Verringerung der Messfleckgröße stellt die Beschneidung des Messstrahls durch Aperturen dar, die aber den Nachteil mit sich bringt, dass die Leistung der einfallenden Messstrahlung verringert wird und sich damit ein ähnliches Defizit hinsichtlich der Messzeiten wie im Transmissionsmodus ergibt [Bun17].

In beiden Modi wird das Beugungsspektrum über mehrere Ordnungen aufgezeichnet, was für eine Rekonstruktion der kritischen Abmessung von Vorteil ist. Anders als bei der Scatterometrie muss lediglich eine inverse Fouriertransformation der Spektren vorgenommen werden [Hu04], was mathematisch deutlich einfacher und effizienter zu handhaben ist als die rigorosen elektromagnetischen Modelle, die für die Scatterometrie notwendig sind.

2.1.3 Verfahren unter Nutzung von EUV-Strahlung

Eine neuere Entwicklung sind Messverfahren unter Nutzung von EUV-Strahlung (Größenordnung der Wellenlänge: 10 nm). Diese greifen die offensichtlichen Nachteile von SAXS hinsichtlich des zu großen Messflecks im Reflexionsmodus auf. Zwar weisen Materialien auch für EUV-Strahlung nur einen signifikanten Reflexionsgrad bei streifenden Einfallswinkeln $\lesssim 20^\circ$ auf, dies führt jedoch bereits zu ein bis zwei Größenordnungen kleineren Messflecken als bei SAXS, wo typische Einfallswinkel bei $< 1^\circ$ liegen. Darüber hinaus wird bei Nutzung von EUV-Strahlung der Vorteil kleinerer Wellenlängen beibehalten, da die Messwellenlänge in der Regel kleiner als die zu charakterisierenden Strukturen ist [Ku16, Sol17] und somit mehrere propagierende Beugungsordnungen bei Beleuchtung eines nanoskaligen Gitters entstehen.

Die bisher veröffentlichten Ansätze zur Vermessung nanoskaliger Gitter unter Verwendung von EUV-Strahlung [Ku16, Ku18, Sol17, Fer18] sind grundlagenorientiert und noch nicht in einem industriellen Einsatz. Diese Ansätze basieren auf der Detektion mehrerer Beugungsordnungen, die von den zu charakterisierenden Beugungsgittern erzeugt werden. Auf Basis des so aufgenommenen Beugungsspektrums kann theoretisch eine Rekonstruktion der Gittergeometrie vorgenommen werden.

Als laborbasierte Ansätze sind in den vergangenen Jahren Verfahren unter Einsatz kompakter EUV-HHG-Quellen (engl. *higher harmonic generation* - HHG) entstanden, die EUV-Strahlung als höhere Harmonische eines Treiberlasers mit größerer Wellenlänge erzeugen. An HHG-Quellen wird seit über 20 Jahren Zeit geforscht und ihre Verfügbarkeit im EUV-Spektralbereich nimmt zu [Kla19, Act20, Kml20]. Spektrometrie und andere Messverfahren unter Verwendung solcher Quellen eignen sich aufgrund der erzeugbaren zeitlich kurzen Pulse im Femtosekundenbereich und der relativ hohen Photonenenergie zur Untersuchung zahlreicher dynamischer Effekte im Rumpfelektronensystem von

Festkörpern [Cir17, Hus17-1, Kap18, Zus18]. Beim Einsatz von HHG-Quellen für die Vermessung nanoskaliger Gitter bieten sie interessante Eigenschaften wie eine hohe spektrale Brillanz der Strahlungsquelle ($\sim 10 \text{ kW}/(\text{nm} \cdot \text{mm}^2 \cdot \text{sr})$) und einen einstellbaren Polarisationsgrad der Strahlung [Act20].

Im laborbasierten Ansatz von Ku et al. [Ku16, Ku18] wird HHG-Strahlung auf das zu untersuchende nanoskalige Gitter gelenkt, dort gebeugt und erzeugt auf einem Detektor ein vergleichsweise kompliziertes Spektrum mehrerer Wellenlängen in mehreren Beugungsordnungen. Die Auswertungen dieser Spektren von Ku et al. beschränken sich dabei auf einen Vergleich der positiven und negativen ersten Beugungsordnungen und nehmen keine vollständige Rekonstruktion der Gitterparameter vor.

Im Gegensatz zu den laborbasierten Ansätzen können an Synchrotron-Strahlrohren prinzipiell die gleichen Messungen vorgenommen werden [Ric14, Sch14, Pas04]. Zwar bieten diese Ansätze einen hohen wissenschaftlichen Nutzen, das praktische Potential für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter mit hohem Durchsatz, beispielsweise in einem industriellen Umfeld, bleibt dagegen begrenzt. Der Nachteil besteht in der geringen Flexibilität hinsichtlich Ort und Zeit. Das Experiment findet immer am Ort des Synchrotron-Speicherrings statt, einer Großanlage, die sich meist über tausende Quadratmeter erstreckt. Ein Strahlrohr des Speicherrings kann jeweils für ein Experiment zur gleichen Zeit verwendet werden. Für industriennahe Anwendungen ist dies nicht praktikabel, da ein Messverfahren in komplexere Entwicklungs- oder Fertigungsumgebungen eingegliedert werden muss. Messungen an einem Synchrotron-Strahlrohr bleiben dennoch unverzichtbar, wenn besonders geringe Messunsicherheiten erforderlich sind. Synchrotron-Messungen weisen die derzeit niedrigsten erreichbaren Messunsicherheiten des Reflexionsgrads von $\sim 0,2\%$ im EUV-Spektralbereich auf [Sch03] und dienen somit auch als Referenz und Kalibrationshilfe für laborbasierte Ansätze [Bah17].

Im synchrotronbasierten Ansatz von Soltwisch et al. [Sol17, Fer18] wird eine Anordnung ähnlich zu SAXS gewählt, die es erlaubt, aus dem Beugungsspektrum einer einzelnen Wellenlänge, das mehrere Beugungsordnungen umfasst, durch eine Fouriertransformation das zu untersuchende Gitter zu charakterisieren. Soltwisch et al. beschränken sich auf die Machbarkeit der Aufnahme eines Beugungsspektrums und einige Möglichkeiten der Auswertung werden diskutiert. Ähnlich wie im Ansatz von Ku et al. werden ebenfalls keine Rekonstruktionen von Gitterparametern vorgenommen.

Die Detektion höherer Beugungsordnungen in den oben genannten Ansätzen zur Charakterisierung nanoskaliger Gitter stellt einen Unterschied zu dem in dieser Arbeit verfolgten Ansatz dar. Zwar wird in der vorliegenden Arbeit auch EUV-Strahlung als Messstrahlung eingesetzt, dabei wird jedoch nur der spekulare Reflexionsgrad (nullte Beugungsordnung) analysiert. Dies erfolgt allerdings spektral über einen Wellenlängenbereich von 5 nm bis 20 nm.

2.2 Optische Eigenschaften nanoskaliger Gitter im Extrem-Ultraviolett

Extrem-ultraviolette (EUV-) Strahlung ist elektromagnetische Strahlung mit Vakuumwellenlängen in der Größenordnung von 10 nm und liegt damit unterhalb des sogenannten Vakuumultravioletts (VUV, Größenordnung der Wellenlänge: 100 nm) und oberhalb der weichen Röntgenstrahlung (Größenordnung der Wellenlänge: 1 nm). Der EUV-Spektralbereich zeichnet sich neben seinen im Vergleich zu sichtbarem und ultraviolettem Licht kurzen Wellenlängen durch eine große Anzahl an atomaren Resonanzen aus [Att16]. Diese führen, verglichen mit anderen Spektralbereichen, zu einer stärkeren Wechselwirkung extrem-ultravioletter Strahlung mit Materie. Außerdem ist die Wechselwirkung elementspezifisch und hängt abseits der atomaren Resonanzen nicht von der chemischen Bindung eines Materials ab sondern ausschließlich von seiner stöchiometrischen Zusammensetzung. Die wichtigsten Aspekte der optischen Eigenschaften von Materie im Extrem-Ultraviolett, die für messtechnische Zwecke relevant sind, werden in diesem Kapitel in kurzer Form dargestellt. Ausführlichere Darstellungen finden sich zum Beispiel in Attwood, Henke oder Samson [Att16, Hen93, Sam15].

Unter EUV wird in dieser Arbeit der Spektralbereich elektromagnetischer Strahlung zwischen 5 nm und 40 nm Vakuumwellenlänge verstanden. Diese Definition orientiert sich an Attwood [Att16]. Abbildung 2.2 zeigt die Einordnung des EUV in das elektromagnetische Spektrum. Die genauen Grenzen sind nicht klar definiert, da auch in der Literatur unterschiedliche Definitionen existieren.

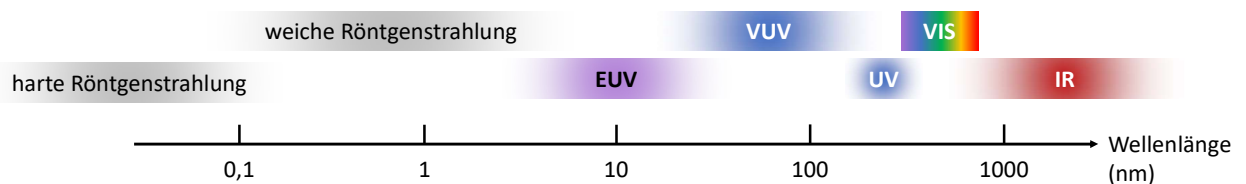


Abbildung 2.2 Einordnung des EUV-Spektralbereichs in das elektromagnetische Spektrum: Die weiteren Spektralbereiche umfassen, angefangen bei kleinen Wellenlängen, die harte Röntgenstrahlung unterhalb von ca. 0,1 nm, die weiche Röntgenstrahlung bis ca. 5 nm, das EUV von ca. 5 nm bis 40 nm, anschließend das VUV bis ca. 200 nm, das UV bis ca. 350 nm, den sichtbaren (VIS-) Spektralbereich bis ca. 800 nm und anschließend das Infrarot (IR) (basierend auf [Att16]).

In Abschnitt 2.2.1 werden zunächst die optischen Eigenschaften von Materialien im EUV mit dem Modell der optischen Konstanten beschrieben. In Abschnitt 2.2.2 werden die Grundlagen der Beugung elektromagnetischer Strahlung an Gittern eingeführt, wie sie auch für EUV-Strahlung gelten. Beide Aspekte müssen für das Verständnis der optischen Eigenschaften nanoskaliger Gitter im Extrem-Ultraviolett zusammen betrachtet werden.

2.2.1 Optische Konstanten im EUV-Spektralbereich

Das Konzept der optischen Konstanten hat sich zur Beschreibung der optischen Eigenschaften von Materie auf einer makroskopischen Größenskala in allen Spektralbereichen elektromagnetischer Strahlung etabliert [Fox12, Sam05, Hen93]. Der komplexe Brechungsindex \tilde{n} setzt sich dabei zusammen aus den optischen Konstanten: dem Realteil n (dem Brechungsindex), der die Brechung an Grenzflächen beschreibt, und dem Imaginärteil κ (dem Absorptionsindex), der die Absorption innerhalb eines Materials beschreibt. Damit gilt für den komplexen Brechungsindex

$$\tilde{n}(\lambda) = n(\lambda) + i\kappa(\lambda).$$

Formel 2.1 Komplexer Brechungsindex

Die optischen Konstanten, n und κ , sind eine Funktion der Wellenlänge λ beziehungsweise der Kreisfrequenz $\omega = c_0/\lambda$, mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 . Ihr Verlauf als Funktion der Frequenz wird bestimmt durch verschiedene physikalische Effekte. Im infraroten Spektralbereich bestimmen beispielsweise Molekül- oder Gitteranregungen die Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung. Im sichtbaren, ultravioletten und vakuumultravioletten sind dies Anregungen der Valenzelektronen (bei Festkörpern innerhalb der Bandstruktur) und im EUV-Spektralbereich Anregungen der eng an den Atomkern gebundenen Rumpfelektronen [Hen93, Sam05]. Diese verschiedenen Wechselwirkungen und ihre entsprechenden Resonanzen bei bestimmten Wellenlängen führen zum charakteristischen Verlauf des Brechungsindex als Funktion der Kreisfrequenz ω , wie Abbildung 2.3 schematisch zeigt. Dabei wird ersichtlich, dass der Brechungsindex im EUV-Spektralbereich unter eins liegt.

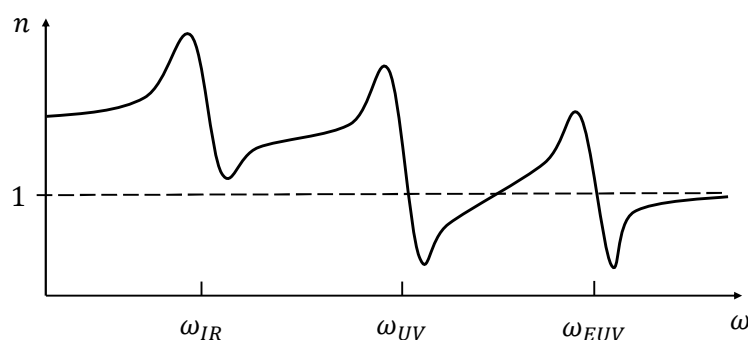


Abbildung 2.3 Qualitativer Verlauf des Brechungsindex im elektromagnetischen Spektrum (basierend auf [Att16]).

Die Wechselwirkung von EUV-Strahlung mit Materie ist größtenteils quasi-atomar, das heißt die Wechselwirkung kann als Summe der Wechselwirkungen der einzelnen Atome mit EUV-Strahlung aufgefasst werden. Dies ist eine Folge der Wechselwirkung mit den Rumpfelektronen, die von den umgebenden Atomen in einem Festkörper nur vernachlässigbar beeinflusst werden [Hen93, Sam05].

Für messtechnische Zwecke hat dies den Vorteil, dass sowohl eine Identifikation der konstituierenden Einzelemente als auch der stöchiometrischen Zusammensetzung eines Materials möglich ist [Dan15].

Unter der Voraussetzung der quasi-atomaren Wechselwirkung können die optischen Konstanten aus dem komplexen atomaren Streufaktor $f(\omega)$ bestimmt werden, der beschreibt wie stark die an einem Atom gestreute elektrische Feldamplitude gegenüber der Streuung an einem einzelnen freien Elektron verstärkt ist. Unter der Annahme, dass die Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung sehr viel größer ist als der Radius des wechselwirkenden Atoms und somit alle Elektronen die gleiche Phase des elektromagnetischen Feldes „sehen“ und dass nur die Streuung in Vorwärtsrichtung betrachtet wird, gilt für den komplexen atomaren Streufaktor

$$f(\omega) = \sum_{s=1}^Z \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_s^2 + i \frac{1}{\tau} \omega} = f_1(\omega) - i f_2(\omega).$$

Formel 2.2 Komplexer atomarer Streufaktor (basierend auf [Att16])

Hierbei ist ω_s die Resonanzfrequenz des s -ten Elektrons, Z die Gesamtzahl aller Elektronen und τ ein Dissipationsterm, der Energieverlust beschreibt. Die Betrachtung folgt einem semiklassischen Modell, in dem eine Anzahl an Elektronen Z mit diskreten Bindungsenergien an einen positiv geladenen Atomkern mit Ladung $+eZ$ gebunden sind und durch ein externes elektrisches Feld mit Frequenz ω angeregt werden. Eine Herleitung dazu findet sich in [Att16]. Mit den atomaren Streufaktoren (Real- und Imaginärteil des komplexen atomaren Streufaktors) berechnet sich der komplexe Brechungsindex gemäß

$$\tilde{n}(\omega) = 1 - \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} f(\omega) = 1 - \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} (f_1(\omega) - i f_2(\omega)).$$

Formel 2.3 Komplexer Brechungsindex als Funktion der atomaren Streufaktoren (basierend auf [Att16])

Dabei ist n_a die Avogadrokonstante und r_e der klassische Elektronenradius. Für die optischen Konstanten, jetzt wieder ausgedrückt als Funktion der Wellenlänge, folgt

$$n(\lambda) = 1 - \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} f_1(\lambda) \quad , \quad \kappa(\lambda) = \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} f_2(\lambda).$$

Formel 2.4 Optische Konstanten als Funktion der atomaren Streufaktoren (basierend auf [Att16])

Wie bereits in Abbildung 2.3 gezeigt, ist im EUV-Spektralbereich der Brechungsindex meist kleiner als eins, was die starke Phasenverschiebung beschreibt, die EUV-Strahlung bei Interaktion mit Materie erfährt. Die Phasenverschiebung ist demnach so groß, dass es erscheint, als ob die Welle nicht gegen sondern in Ausbreitungsrichtung verschoben wird, was zu einer Phasengeschwindigkeit $c_n = c_0/n$ führt, die größer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist (Brechungsindex $n < 1$). Dies darf nicht

verwechselt werden mit der Gruppengeschwindigkeit eines realen Wellenpakets, die entsprechend den Gesetzen der Physik nie größer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 ist.

Es sei noch darauf hingewiesen, dass der komplexe Brechungsindex nur die Primäreffekte beschreibt, die die Ausbreitung von elektromagnetischer Strahlung in einem Material in Form von Absorption und Streuung beeinflussen. Sekundäreffekte wie die Erwärmung des Materials aufgrund von Absorption sowie sekundäre Elektronenstreu- oder Lumineszenzeffekte als Folge der Interaktion mit einfallender Strahlung sind nicht mit eingeschlossen. [Bor16, Att16]

Datenverfügbarkeit optischer Konstanten im EUV

Die Datenverfügbarkeit optischer Konstanten im EUV ist genau wie im Bereich weicher Röntgenstrahlung und im VUV stark eingeschränkt im Vergleich zu anderen Spektralbereichen. Dies liegt zunächst an der geringen Verfügbarkeit entsprechender Strahlungsquellen und der erschwerten experimentellen Zugänglichkeit, da Strahlung in diesen Spektralbereichen sich nur im Vakuum ausbreiten kann. Auch ein Mangel an leistungsfähigen optischen Elementen, die Strahlführung und -formung erlauben, führt zu erschwerten Bedingungen bei der experimentellen Bestimmung optischer Konstanten. Häufig stammen die verfügbaren Daten daher von Synchrotronspeicherringen [Hen93]. Dort befinden sich in der Regel eine Strahlungsquelle mit entsprechend durchstimmbarer Wellenlänge und spezielle vakuumbasierte optische Aufbauten, die eine Materialcharakterisierung in diesem Spektralbereich erlauben.

Die umfangreichste Datensammlung optischer Konstanten im EUV wurde von Henke et al. [Hen93] am CXRO (Center for X-ray Optics, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, USA) erstellt. Die Datenbank beinhaltet optische Konstanten für eine Vielzahl von Elementen und chemischen Verbindungen. Für den Aufbau der Datenbank werden Absorptionsmessungen in dünnen Folien verschiedener Elemente über einen möglichst breiten Spektralbereich durchgeführt. Anschließend wird mithilfe der Kramers-Kronig-Beziehungen aus dem gemessenen Imaginärteil des atomaren Streufaktors der Realteil berechnet. Beides zusammen bestimmt den komplexen Brechungsindex des Einzelements. Aus den Daten für die Einzelemente kann nun unter der Annahme, dass die Wechselwirkung im EUV-Spektralbereich quasi-atomar erfolgt, auch der komplexe Brechungsindex chemischer Verbindungen bestimmt werden, indem die atomaren Streufaktoren entsprechend der Stöchiometrie des Materials gewichtet werden. [Hen93]

Diese Vorgehensweise ist jedoch nur zulässig, wenn die Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie auch hinreichend quasi-atomar erfolgt, also nicht in der Nähe resonanter Absorptionskanten eines Materials. Abbildung 2.4 illustriert am spektralen Reflexionsgrad von amorphem SiO_2 wie die quasi-atomare Näherung zu einer falschen Beschreibung des Reflexionsgrades

im Bereich der $L_{2,3}$ -Absorptionskante von Silizium führt. Vergleichend dargestellt sind experimentelle Ergebnisse von Filatova et al. [Fil99], der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) und der von der CXRO-Datenbank vorhergesagte Verlauf mit quasi-atomarer Näherung.

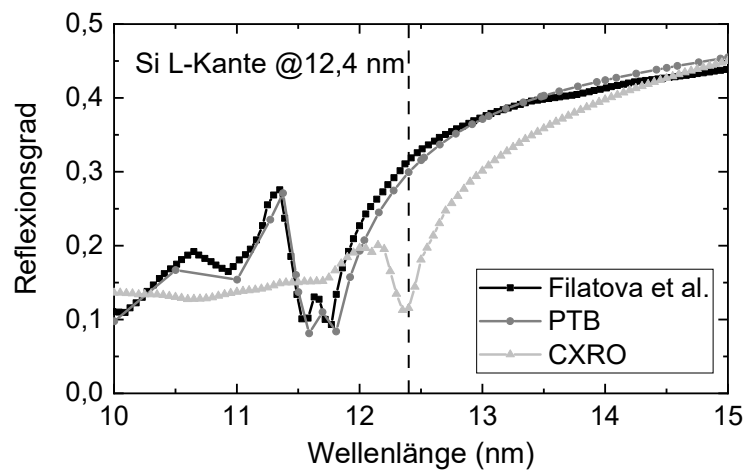


Abbildung 2.4 Reflexionsgrad von amorphem SiO_2 : Ergebnisse für Mittelwert aus dem Reflexionsgrad für s- und p-Polarisation bei einem Einfallswinkel von 10° zur Oberfläche.

Die Absorptionskante von atomarem Silizium bei 12,4 nm ist deutlich im Verlauf des Reflexionsgrads zu erkennen, der anhand der CXRO-Werte der optischen Konstanten bestimmt wird. Die experimentell bestimmten Verläufe von Filatova und PTB hingegen zeigen einen anderen (richtigeren) Verlauf mit einem doppelten Minimum unterhalb von 12 nm. Die Ergebnisse von Filatova und PTB zeigen im direkten Vergleich auch einen leicht unterschiedlichen Verlauf, dies kann aber auf eine unterschiedliche Beschaffenheit der genutzten SiO_2 -Proben als Folge des Herstellungsverfahrens zurückgeführt werden. Bei höheren Wellenlängen hingegen gibt es eine deutlich größere Übereinstimmung zwischen dem CXRO-Verlauf und dem PTB- sowie dem Filatova-Verlauf, da die Annahme der quasi-atomaren Wechselwirkung hier zutrifft.

Die Ergebnisse zeigen, dass eine experimentelle Bestimmung optischer Konstanten für beliebige chemische Verbindungen in der Nähe von Absorptionskanten notwendig ist. Vor allem die Siliziumabsorptionskante ist für Anwendungen von EUV in der Halbleitertechnologie von besonderer Bedeutung. Die Absorptionskante verändert ihre Form und Lage abhängig von der chemischen Zusammensetzung der Siliziumverbindung [Bah17, Chi02]. Daher gibt es einen großen Bedarf an genauen experimentellen Daten für eine Vielzahl an chemischen Verbindungen in diesem Spektralbereich, der durch bestehende Daten in der Literatur nicht gedeckt ist.

Externe Totalreflexion im streifenden Einfall

Eine Folge von Brechungsindizes kleiner als eins, wie sie im EUV-Spektralbereich auftreten, ist der Effekt der externen Totalreflexion [Att16], die insbesondere für messtechnische Anwendungen eine

wichtige Rolle spielt. Abbildung 2.5 zeigt zwei Strahlen, die unter zwei verschiedenen Winkeln auf die Grenzfläche zwischen einem Material und dem Vakuum treffen.

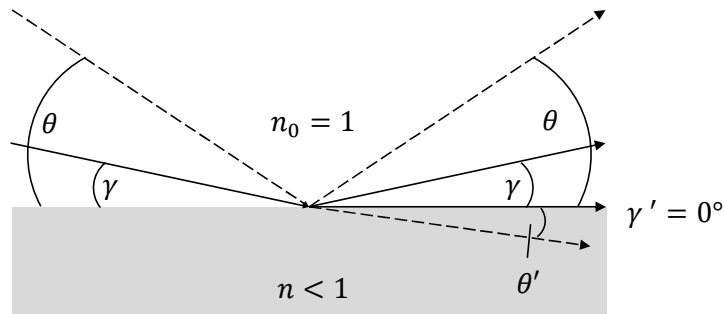


Abbildung 2.5 Reflexion im streifenden Einfall: Die gestrichelte Linie zeigt eine Brechung innerhalb des Materials, im Fall der durchgezogenen Linie findet keine Brechung in das Material mehr statt und man spricht von externer Totalreflexion.

Das Snelliussche Brechungsgesetz für ein Material mit Brechungsindex n umgeben von Vakuum mit Brechungsindex $n_0 = 1$, auf das ein Strahl mit Winkel θ zur Oberfläche trifft, beschreibt die Brechung des Strahls in das Material gemäß

$$\frac{\cos(\theta)}{\cos(\theta')} = \frac{n}{n_0} \xrightarrow{n_0=1} \frac{\cos(\theta)}{\cos(\theta')} = n \Rightarrow \cos(\theta') = \frac{\cos(\theta)}{n}.$$

Formel 2.5 Snelliussches Brechungsgesetz (basierend auf [Att16])

Nur für bestimmte Werte von θ existiert eine Lösung für θ' , falls $n < 1$, wie es im EUV-Spektralbereich meistens der Fall ist. Dieser Fall tritt ein, sobald gilt

$$\frac{\cos(\theta)}{n} > 1 \Rightarrow \cos(\theta) > n \Rightarrow \theta < \arccos(n) = \gamma_{crit}.$$

Formel 2.6 Grenzwinkel der Totalreflexion (basierend auf [Att16])

γ_{crit} ist dabei der sogenannte Grenzwinkel der Totalreflexion. Für kleinere Winkel findet keine Brechung der einfallenden Strahlung in das Material statt und der Reflexionsgrad nimmt zu [Att16].

Abbildung 2.6 zeigt den Reflexionsgrad berechnet mit Werten von Henke et al. [Hen93] als Funktion des Einfallswinkels sowie γ_{crit} als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Materialien.

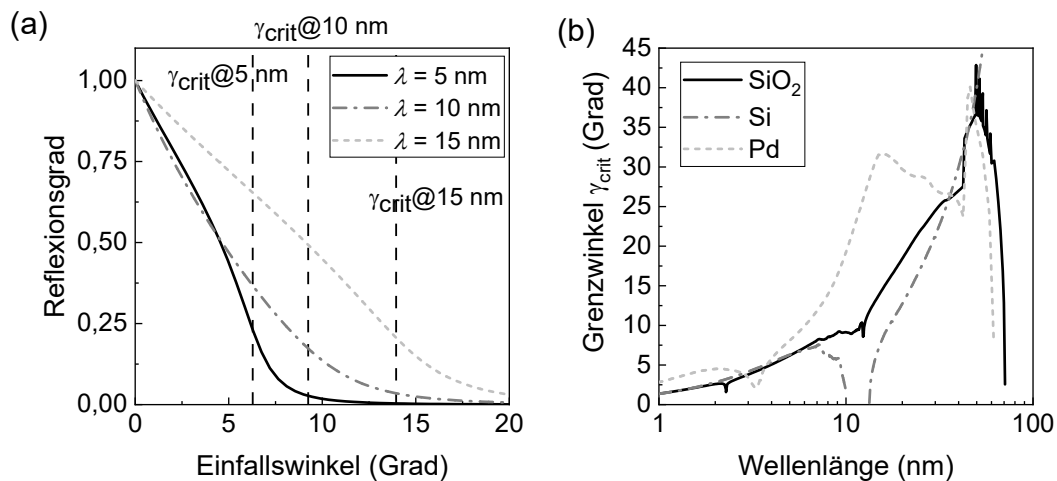


Abbildung 2.6 Externe Totalreflexion: (a) Reflexionsgrad von SiO₂ für unpolarisierte Strahlung bei verschiedenen Wellenlängen als Funktion des Einfallswinkels gegenüber der Oberfläche, mit Formel 2.6 berechnete Grenzwinkel der Totalreflexion sind jeweils markiert, (b) Grenzwinkel der Totalreflexion als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Materialien. Die Werte sind berechnet anhand der Daten von Henke et al. [Hen93].

Beim Grenzwinkel der Totalreflexion ist kein abrupter Anstieg des Reflexionsgrades zu verzeichnen, sondern eher ein kontinuierlicher Anstieg in dessen Nähe. Das liegt darin begründet, dass der Reflexionsgrad vom Brechungs- und Absorptionsindex abhängt und der Grenzwinkel nur anzeigt, ab welchem Winkel keine Strahlung mehr in das Material gebrochen wird. Dies hat nur eine indirekte Auswirkung auf den Reflexionsgrad. Daher ist der Grenzwinkel der Totalreflexion nur ein Indikator dafür, ab welchem Winkel der Reflexionsgrad eines Materials im EUV-Spektralbereich stark zunimmt. [Att16]

Der Effekt der externen Totalreflexion spielt auch deshalb im EUV eine besondere Rolle, da der Reflexionsgrad aller Materialien im EUV-Spektralbereich bei senkrechten Einfallswinkeln im Subpromille-Bereich liegt [Att16]. Der Grund liegt darin, dass sich der Realteil des Brechungsindex im EUV immer nahe eins befindet und somit kein signifikanter Kontrast zwischen dem Material und der Umgebung (Luft oder Vakuum) vorhanden ist.

Optische Elemente für den EUV-Spektralbereich aber auch für den Röntgenbereich basieren daher häufig auf dem Effekt der externen Totalreflexion und werden für die Reflexion unter streifendem Einfall ausgelegt. So können optische Elemente wie breitbandig reflektierende Fokussierspiegel bereitgestellt werden [Mic86].

In dieser Arbeit wird die externe Totalreflexion für die spektrometrische Untersuchung von intransparenten Proben genutzt. Die einzige Möglichkeit, mit EUV-Strahlung Informationen einer dicken Probe experimentell zu bestimmen und dabei wieder einen signifikanten Teil der Rückstrahlung detektieren zu können, ist die Beleuchtung unter streifendem Einfall und anschließender Detektion des reflektierten, gebeugten sowie gestreuten Anteils der Strahlung.

Absorption von EUV-Strahlung in Materie

Ein weiteres Charakteristikum von EUV-Strahlung ist die hohe Absorption in allen bekannten Materialien [Att16]. Die Absorption von EUV-Strahlung ist insbesondere im Vergleich mit Röntgenstrahlung und sichtbarem Licht erhöht. Nur der Bereich des VUV weist teilweise ähnliche, teils noch höhere Absorptionsgrade auf [Sam05].

Häufig wird die sogenannte Eindringtiefe in ein Material als Maß für die Absorption betrachtet. Die Eindringtiefe ist invers proportional zum Absorptionsindex und proportional zur Wellenlänge. Beschrieben wird die Eindringtiefe durch das Lambert-Beersche Gesetz, das den exponentiellen Abfall der Intensität elektromagnetischer Strahlung $I(z)$ bei Ausbreitung um eine Strecke z in einem homogen absorbierenden Material beschreibt. Dabei ist die Eindringtiefe d die Länge, nach der die Anfangsintensität I_0 sich um den Faktor $1/e$, also circa einem Drittel, reduziert hat. Die Intensität als Funktion der im Material zurückgelegten Strecke wird beschrieben gemäß

$$I(z) = I_0 e^{-\kappa k z} = I_0 e^{-(2\pi\kappa/\lambda)z} = I_0 e^{-(z/d)}.$$

Formel 2.7 Lambert-Beersches Gesetz (basierend auf [Bor16])

k ist dabei die Wellenzahl, die definiert ist als $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ mit der Wellenlänge λ . Damit ergibt sich für die Eindringtiefe

$$d = \frac{\lambda}{2\pi\kappa}$$

Formel 2.8 Eindringtiefe (basierend auf [Bor16])

Der Absorptionsindex κ und die Eindringtiefe d sind in Abbildung 2.7 als Funktion der Wellenlänge vom Röntgenbereich bis in das Infrarot gezeigt. Beispielhaft sind Werte für das Metall Palladium, den Isolator SiO_2 und den Halbleiter Si gezeigt.

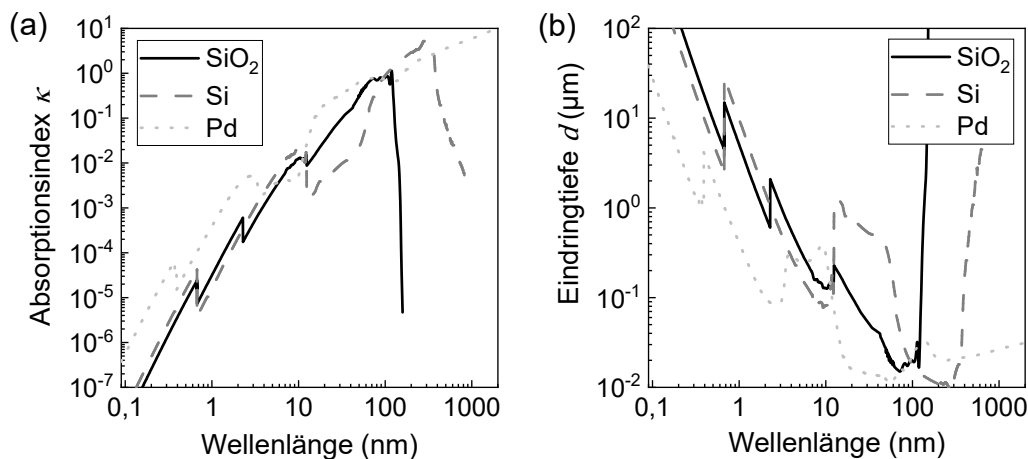


Abbildung 2.7 Absorption elektromagnetischer Strahlung in ausgewählten Materialien: (a) Absorptionsindex, (b) Eindringtiefe unter Normaleinfall. Die Werte sind berechnet anhand der Daten von Henke et al. [Hen93].

Auffällig ist, dass die geringsten Eindringtiefen in Materie im VUV-Bereich zu finden sind und meist kleiner 100 nm sind. Im EUV-Bereich hingegen liegen typische Eindringtiefen im Bereich zwischen ca. 100 nm und 1 μm . Für messtechnische Zwecke kann eine geringe Eindringtiefe sowohl Vor- als auch Nachteile mit sich bringen. Ein Vorteil liegt in der hohen Absorption bereits innerhalb kleiner Materialvolumina. Dies hat zur Folge, dass Messverfahren auch gegenüber kleinsten Strukturen oder Schichten sensitiv sein können. Ein Nachteil liegt in der Interaktion der Strahlung nur mit der oberflächennahen Randschicht, was eine Charakterisierung tiefer unter der Oberfläche liegender Probenbereiche [Bun17, Orj18] erschwert oder sogar unmöglich macht.

2.2.2 Grundlagen der Beugung elektromagnetischer Strahlung an Gittern

Die Beugung extrem-ultravioletter Strahlung an periodischen Gitterstrukturen basiert auf den gleichen theoretischen Grundlagen, die für andere Bereiche des elektromagnetischen Spektrums gelten. Für diese Arbeit sind diese theoretischen Grundlagen essentiell, um mittels EUV-Spektrometrie aufgenommene Reflexionsspektren verstehen und interpretieren zu können.

Generell lässt sich die Orientierung von Maxima und Minima von an periodischen Strukturen gebeugter Strahlung mithilfe eines einfachen analytischen Zusammenhangs bestimmen, der durch zwei interferierende Spalte mit Periode p beschrieben wird (siehe Abbildung 2.8) [Bor16]. Die Spalte (mit Breite w) werden von einer ebenen Welle unter einem Winkel θ zur Oberfläche beleuchtet.

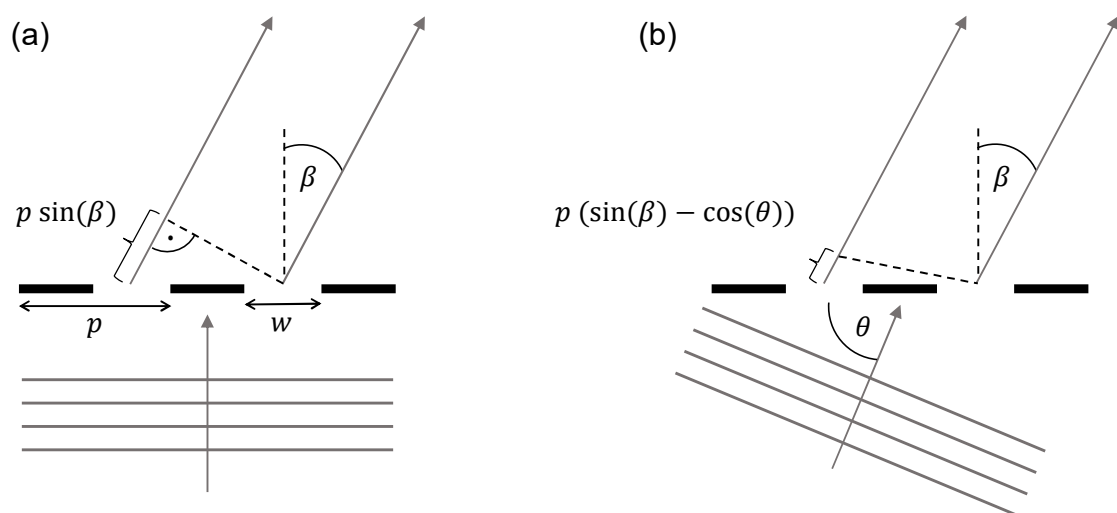


Abbildung 2.8 Interferenz einer ebenen Welle an zwei dünnen Spalten: (a) Beleuchtung mit einer ebenen Welle unter senkrechtem Einfall, (b) Beleuchtung der Spalte unter einem Winkel θ .

Konstruktive Interferenz unter Winkel β , bei Einfallswinkel θ , tritt auf, wenn der Gangunterschied ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ beträgt gemäß

$$p(\sin(\beta) - \cos(\theta)) = m\lambda, m = 1,2,3, \dots$$

Formel 2.9 Konstruktive Gitterinterferenz (basierend auf [Bor16])

Die Winkel, die ganzzahligen Vielfachen von m entsprechen, werden auch als Beugungsordnungen bezeichnet. Zur destruktiven Interferenz kommt es unter der Bedingung

$$p(\sin(\beta) - \cos(\theta)) = \left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda, m = 1,2,3, \dots$$

Formel 2.10 Destruktive Gitterinterferenz (basierend auf [Bor16])

Anders als üblich in Standardliteraturwerken [Bor16] wird der Einfallswinkel θ hier als Winkel zur Oberfläche definiert und nicht zur Oberflächennormale. Dies hat den Grund, dass im weiteren Verlauf dieser Arbeit hauptsächlich kleine Einfallswinkel ($\sim 10^\circ$) zur Oberfläche betrachtet werden, da EUV-Strahlung von allen Materialien nur unter solchen streifenden Einfallswinkeln zur Oberfläche signifikant reflektiert wird [Att16]. Wird der Einfallswinkel der einfallenden Strahlung auch in der Ebene senkrecht zur oben gezeigten Einfallsebene variiert, so verlieren Formel 2.9 und Formel 2.10 ihre Gültigkeit. Der Zusammenhang zwischen Einfallswinkel und Beugungswinkel lässt sich aber dennoch analytisch beschreiben [Har19]. Zwei Extremfälle der Reflexionskonfiguration sind in Abbildung 2.9 dargestellt. Abbildung 2.9 (a) zeigt die klassische koplanare Gitterbeugung, bei der die Einfallsebene senkrecht auf den Gitterlinien steht und die Beugungsordnungen sich ebenfalls alle in der Einfallsebene ausbreiten. Für diesen Fall gilt Formel 2.9. Abbildung 2.9 (b) zeigt die sogenannte konische Beugung, bei der die Einfallsebene parallel zu den Gitterlinien ausgerichtet ist. Hier breiten sich die Gitterbeugungsordnungen auf einer Konusoberfläche aus. Für diesen Fall gilt eine modifizierte Form von Formel 2.9 [Har19], die jedoch für die folgenden qualitativen Betrachtungen nicht von Bedeutung sind.

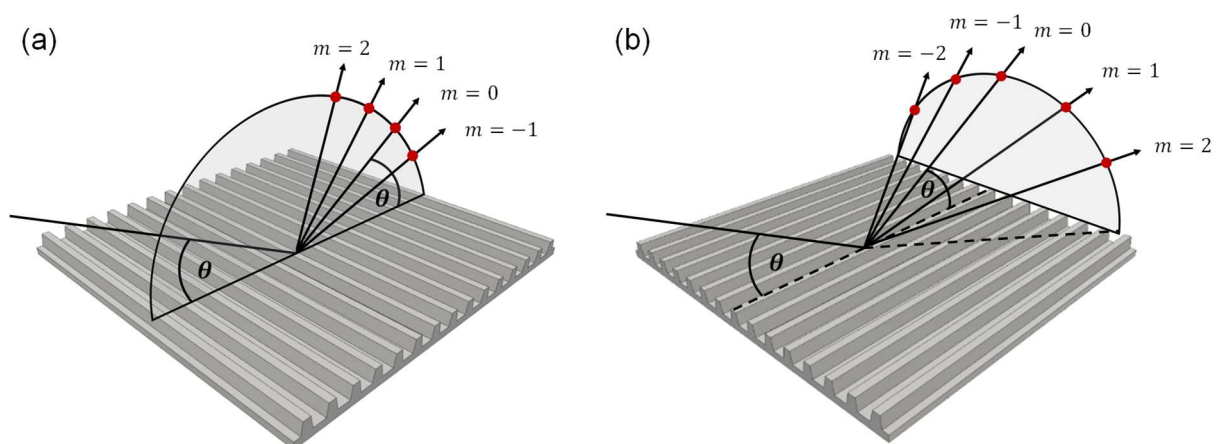


Abbildung 2.9 Orientierung der Gitterbeugungsordnungen in verschiedenen Beleuchtungskonfigurationen: (a) Klassische koplanare Gitterbeugung mit der Einfallsebene senkrecht zu den Gitterlinien, (b) Konische Gitterbeugung mit der Einfallsebene parallel zu den Gitterlinien.

Mithilfe trigonometrischer Beziehungen lässt sich die Orientierung der Beugungsordnungen einfach berechnen. *Wohin* eine Beugungsordnung ausgerichtet ist lässt sich sowohl für die koplanare als auch für die konische Beugung unabhängig von der Beschaffenheit der Gittereinheitszelle (Breite w) nur durch die definierte Periodizität p bestimmen. Die Frage nach dem quantitativen Beugungsverhalten allerdings, das heißt *wie viel Energie* in ein Maximum gebeugt wird, ist deutlich komplexer und hängt von der Beschaffenheit der Gittereinheitszelle ab. Neben der Breite w spielen die gesamte Geometrie der Einheitszelle sowie die optischen Materialeigenschaften eine Rolle.

Exemplarisch wird im nächsten Abschnitt das quantitative Beugungsverhalten in Form von Beugungseffizienzen für ein dünnes Transmissionsgitter betrachtet. Dieser Fall lässt sich bei Gitterperioden, die groß genug sind gegenüber der Wellenlänge, in skalarer Näherung vollständig analytisch berechnen. Die so gewonnenen Beugungseffizienzen geben einen anschaulichen Einblick in die Abhängigkeiten der Beugungseffizienz von der kollektiven Interferenz aller Spalte sowie von der Beugung innerhalb einer Gittereinheitszelle. Diese Betrachtung hilft beim Verständnis komplexerer Beugungsgitter wie sie Gegenstand dieser Arbeit sind. Die nanoskaligen Gitter in dieser Arbeit vereinen Eigenschaften wie Phasenschiebung und Reliefoberfläche und das einfallende Licht wird nur in Reflexionsrichtung und nicht in Transmissionsrichtung gebeugt. Solche Fälle können in der Regel nicht mehr in skalarer Näherung analytisch berechnet werden sondern nur noch mittels rigoroser numerischer Verfahren [Gre93, Ber04].

Dünnes Transmissionsgitter

Beim Übergang vom Doppelspalt zu einem Gitter mit einer Anzahl von N Spalten, jeweils mit einer Breite w , lässt sich die Beugungseffizienz η (der gebeugte Anteil der einfallenden Strahlung) berechnen gemäß

$$\eta_{\text{trans}}(\beta, \theta; N, \lambda, p, w) = w/p \underbrace{\left(\frac{\sin\left(N \frac{p}{\lambda} \pi(\sin(\beta) - \cos(\theta))\right)}{N \sin\left(\frac{p}{\lambda} \pi(\sin(\beta) - \cos(\theta))\right)} \right)^2}_{P(\beta, \theta)} \underbrace{\left(\frac{\sin\left(\frac{w}{\lambda} \pi(\sin(\beta) - \cos(\theta))\right)}{\frac{w}{\lambda} \pi(\sin(\beta) - \cos(\theta))} \right)^2}_{B(\beta, \theta)}.$$

Formel 2.11 Beugungseffizienz eines dünnen Transmissionsgitters (basierend auf [Bor16])

Die Beugungseffizienz η setzt sich zusammen aus drei Termen. Das Verhältnis der Stegbreite w zur Gitterperiode p gibt an, wieviel Energie insgesamt das Gitter passieren kann. $P(\beta, \theta)$ stellt die kollektive Interferenz zwischen allen Gitterspalten dar, wohingegen $B(\beta, \theta)$ die Beugung am einzelnen Spalt darstellt. Allgemeiner ausgedrückt kann $B(\beta, \theta)$ auch als Beugungsfunktion der Gittereinheitszelle beschrieben werden. In Abbildung 2.10 ist die Beugungseffizienz η für verschiedene Gitterparameter N, p und w dargestellt, wobei p und w im Verhältnis zur Wellenlänge angegeben werden, um die Betrachtung wellenlängenunabhängig zu machen.

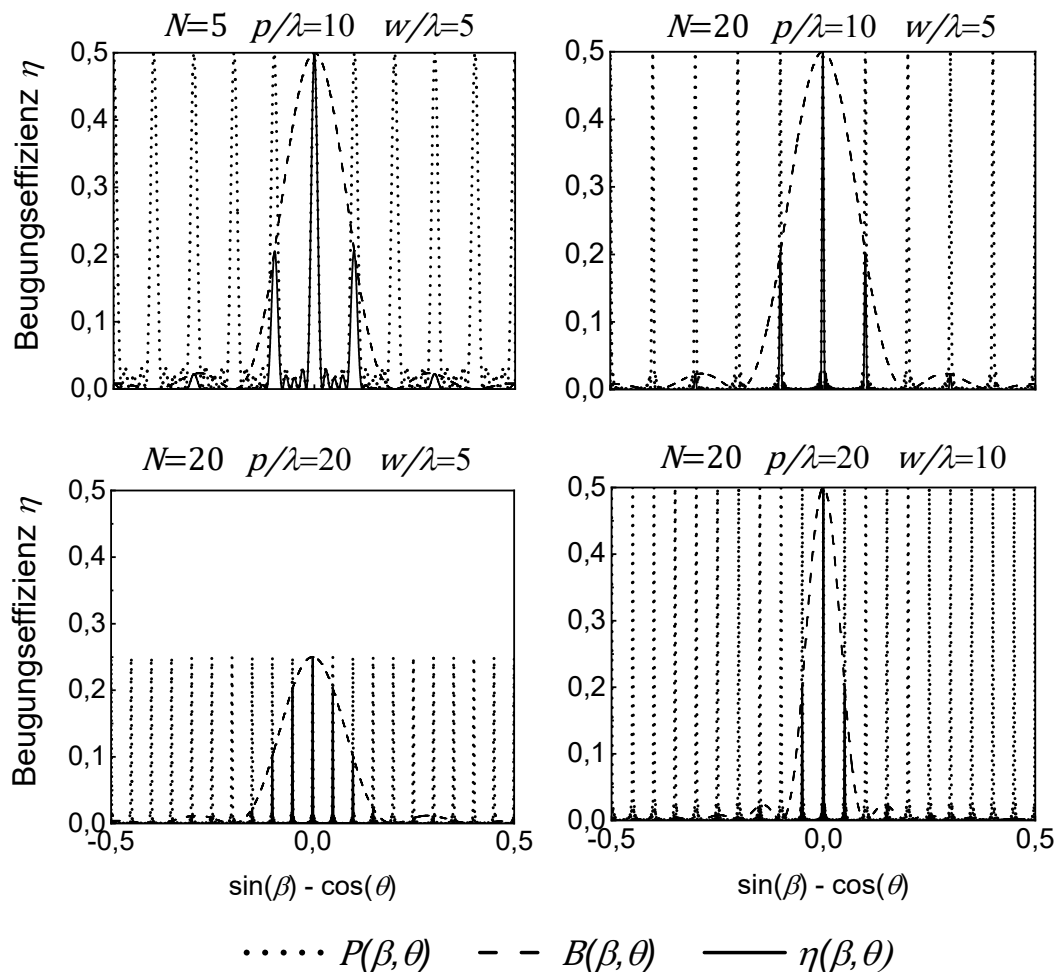


Abbildung 2.10 Beugungseffizienz dünner Transmissionsgitter für verschiedene Parameter

Der Term $P(\beta, \theta)$ (gepunkteter Verlauf) beschreibt den Verlauf der Interferenz zwischen einer Anzahl von N Spalten. Die Maxima und Minima werden entsprechend Formel 2.9 und Formel 2.10 für den Doppelspalt berechnet. Die Maxima entsprechen bezüglich der Lage den diskreten Beugungsordnungen. $P(\beta, \theta)$ ist gültig für beliebige Gittergeometrien sowohl im Transmissions- als auch im Reflexionsmodus und muss nur bei Änderungen der azimuthalen Ausrichtung des Gitters gegenüber der einfallenden Strahlung angepasst werden. Diese Fälle lassen sich jedoch weiterhin analytisch beschreiben [Har19]. Bei der Erhöhung der Anzahl der Gitterspalte werden die Interferenzmaxima schmäler und die Seitenmaxima werden kleiner gegenüber dem Hauptmaximum. Im Grenzfall $N \rightarrow \infty$ werden die Maxima zu unendlich schmalen Deltafunktionen und die Strahlung wird nur in definierte scharfe Winkel gebeugt. Bei Vergrößerung der Periode gegenüber der Wellenlänge treten insgesamt mehr Beugungsmaxima innerhalb kleinerer Winkelabstände auf.

Der Term $B(\beta, \theta)$ (gestrichelter Verlauf) beschreibt die Einhüllende der Beugungseffizienz und bestimmt damit das Intensitätsverhältnis der verschiedenen Beugungsmaxima/-ordnungen zueinander. Der Term beschreibt die Beugung an der Gittereinheitszelle und ist nur in simplen Spezialfällen, wie dem obigen, mit analytischen Formeln beschreibbar. Um die Beugungseffizienz zu

bestimmen sind in den meisten Fällen rigorose elektromagnetische Simulationen notwendig, wie sie in Abschnitt 2.2.3 eingeführt werden.

Phasenschiebegitter

Ein klassisches Transmissions-Phasenschiebegitter wird typischerweise mit dem Ziel eingesetzt, die Beugungseffizienz in der nullten Beugungsordnung zu eliminieren und in höheren Beugungsordnungen zu erhöhen. Das zugrunde liegende Prinzip ist dabei ein Gitter aus einem durchgehend transparenten Material, bei dem ein Gangunterschied zwischen benachbarten Gitterstegen erzeugt wird (siehe Abbildung 2.11), der zu einer destruktiven Interferenz in der Vorwärtsrichtung führt.

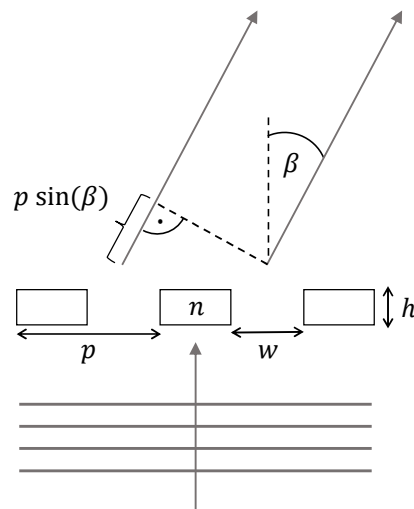


Abbildung 2.11 Schematische Darstellung eines Phasenschiebegitters

Im Unterschied zum Absorptionsgitter wird dabei nicht, je nach Verhältnis w/p , die einfallende Strahlung von vorneherein durch die Gitterstege abgeblockt, sondern die gesamte einfallende Strahlung trägt zur Beugungsverteilung bei. Abbildung 2.11 zeigt schematisch die Funktionsweise und die Interferenzbedingung bei einem Phasenschiebegitter mit Brechungsindex n und Höhe h .

Nach Schnopper et al. [Sch77] lässt sich für ein Phasen-Transmissionsgitter für den Fall $w = p/2$ (50% Füllfaktor) und für eine vernachlässigbare Reflexion an den Grenzflächen (was im Röntgenbeziehungsweise EUV-Bereich gerechtfertigt ist) in skalarer Näherung die Beugungseffizienz in einer diskreten Beugungsordnung m durch die oben eingeführte Formel 2.11 und den zusätzlichen Phasenschiebefaktor $\Phi(h, n, \kappa)$ beschreiben gemäß

$$\eta_{\text{phase}}(N, m, \lambda, p, h, n, \kappa) = \eta_{\text{absorb}}(N, m, \lambda, p) \underbrace{\left[1 + \exp\left(-2\frac{2\pi}{\lambda} h\kappa\right) - 2 \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda} h\kappa\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h(1-n)\right) \right]}_{\Phi(d, n, \kappa)}$$

Formel 2.12 Beugungseffizienz eines Phasenschiebegitters

Bei Vernachlässigung der Absorption innerhalb des Materials ($\kappa = 0$) ergibt sich

$$\eta_{\text{phase,vereinfacht}}(N, m, \lambda, p, h, n) = \eta_{\text{absorb}}(N, m, \lambda, p) \underbrace{\left[2 - 2 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h(1 - n)\right) \right]}_{\Phi(h, n)}$$

Formel 2.13 Beugungseffizienz eines Phasenschiebegitters ohne Absorption

Formel 2.13 zeigt, dass sich einzelne Beugungsordnungen durch Phasenschiebung bis um den Faktor vier verstärken lassen und die nullte Beugungsordnung vollständig eliminiert werden kann. Der Faktor vier gegenüber dem dünnen Absorptionsgitter kommt zunächst zustande durch die doppelte Energie, die in das Gitter eindringen kann, da keine absorbierenden Gitterstege vorhanden sind. Weiterhin tritt eine Verschiebung der gebeugten Energie zwischen den Beugungsordnungen aufgrund des Gangunterschiedes zwischen benachbarten Gitterstegen auf, die einen weiteren Faktor zwei bedeutet.

Reliefgitter

Reliefgitter besitzen für diese Arbeit eine besondere Relevanz, da in der Halbleiterfertigung die kritische Abmessung oftmals an nanoskaligen Reliefgittern bestimmt wird [Bun13]. Diese Gitter zeichnen sich meist durch ein dickes absorbierendes Substrat mit einem Höhenprofil an der Oberfläche aus (siehe Abbildung 2.12), das für die beugenden Eigenschaften ursächlich ist.

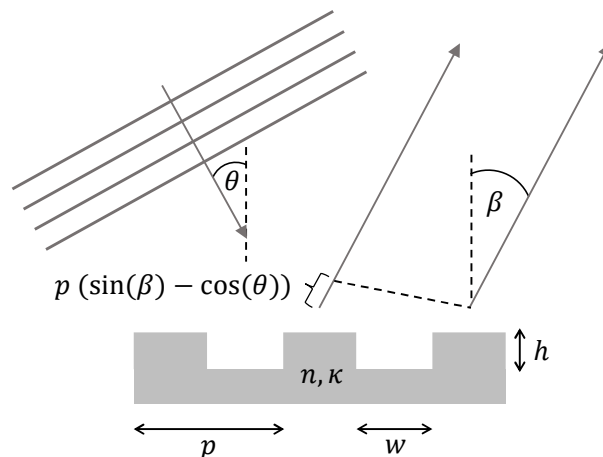


Abbildung 2.12 Schematische Darstellung eines Reliefgitters

Reliefgitter in Reflexion weisen bezüglich des Beugungsverhaltens ähnliche Eigenschaften zum beschriebenen Phasenschiebegitter auf. Durch die Reflexion kommt allerdings ein weiterer Faktor hinzu, der die (quantitativen) Beugungseffizienzen des Gitters beeinflusst. Die Beugungseffizienzen sind, wie beim dünnen Transmissionsgitter und dem Phasenschiebegitter, das Produkt der Interferenz zwischen den Gitterspalten und der Beugung an der Gittereinheitszelle. Die Beugung an der Gittereinheitszelle wird neben der Geometrie beeinflusst durch die optischen Konstanten des Materials und den Einfallswinkel auf das Gitter. Liegt die Gitterperiode in der gleichen Größenordnung

wie die Wellenlänge können Effekte wie die Anregung von Oberflächenmoden auftreten [May82]. Weitere Besonderheiten ergeben sich, wenn die Gitter unter kleinen Winkeln zur Oberfläche beleuchtet werden [Nev80], wie es in dieser Arbeit der Fall ist. In ihrer Gänze sind diese Effekte mit analytischen Methoden nicht mehr beschreibbar und analytische Rechnungen können nur in wenigen Fällen zu qualitativen Vorhersagen mit begrenzter Genauigkeit dienen. Die genauen Beugungseffizienzen können nur noch mit rigorosen elektromagnetischen Methoden berechnet werden [Loe77], wie sie im folgenden Kapitel 2.2.3 eingeführt werden.

Viele Effekte, die nur so berechnet werden können, werden historisch bedingt als Anomalien bezeichnet, da für sie zur Zeit ihrer Entdeckung keine geeigneten Theorien beziehungsweise Berechnungsmöglichkeiten existierten. Bekannte Anomalien in diesem Kontext sind beispielsweise die Woodschen Anomalien, die zuerst unter anderem von Wood selbst [Woo35] und Fano [Fan41] genauer untersucht wurden.

2.2.3 Rigorose Modellierung der Gitterbeugung

Die simulativen Ergebnisse dieser Arbeit werden mithilfe rigoroser elektromagnetischer Modelle ermittelt. Die Modelle zielen dabei auf eine exakte Lösung der Maxwellgleichungen, um reflektierte oder lokale elektromagnetische Felder periodischer Gitterstrukturen zu berechnen. Der Begriff *rigoros* deutet dabei an, dass eine vektorielle Lösung der Maxwellgleichung berechnet und keine skalare Näherung vorgenommen wird [Bor16]. Die Berücksichtigung der Vektornatur elektromagnetischer Strahlung ist notwendig, wenn die Strukturabmessungen, mit denen die Strahlung interagiert, in der gleichen Größenordnung wie die Wellenlänge der Strahlung selbst oder auch darunter liegt. Nur bei Strukturperioden die ca. zehnfach größer sind als die Wellenlänge ist eine skalare Näherung sinnvoll [Gre93] und führt zu sinnvollen Ergebnissen, da hier die Vektornatur nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Da in dieser Arbeit die Interaktion von EUV-Strahlung (Wellenlängen in der Größenordnung von 10 nm) mit periodischen Gitteranordnungen mit Strukturabmessungen in der Größenordnung von 100 nm oder darunter berechnet wird, ist die Verwendung rigoroser optischer Simulationen erforderlich [Ber04]. Im Folgenden werden die zwei verwendeten Modellierungsmethoden vorgestellt: die *Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA)* und die *Finite-Elemente-Methode (FEM)*. Für die Berechnungen in dieser Arbeit werden kommerziell verfügbare Softwarepakete eingesetzt, in denen die beschriebenen Methoden robust und effizient implementiert sind. Eine Betrachtung beider Methoden, insbesondere im Rahmen der Charakterisierung nanoskaliger Gitter, und vorhandener kommerzieller oder nicht-kommerzieller Implementierungen wurde bereits von Madsen et al. [Mad16] vorgenommen.

RCWA - Rigorous Coupled Wave Analysis

Eine etablierte Methode zur Simulation der Interaktion elektromagnetischer Strahlung mit periodischen Strukturen ist die *Rigorous Coupled Wave Analysis* oder kurz RCWA [Mad16]. Dabei handelt es sich um eine kombiniert analytisch-numerische rigorose Berechnung der Beugung einer ebenen Welle an einem Gitter. Die Berechnung der elektromagnetischen Felder erfolgt dabei im Frequenzraum. Die RCWA-Methode wurde zuerst eingeführt von Moharam et al. [Moh81], hat einige Weiterentwicklungen erfahren [Moh82, Moh95, Lal96, Mad16] und findet heutzutage oftmals bei der Charakterisierung nanoskaliger Gitter Verwendung [Su15, Mad16].

Die elektromagnetischen Felder sowie der Brechungsindexverlauf werden in der transversalen Richtung (x-/y-Richtung) in eine Fourierreihe zerlegt. In der Vertikalen (z-Richtung) werden die Felder analytisch durch das Schichtsystem propagiert. RCWA basiert auf der Definition periodischer Strukturen. Die periodische Struktur wird dabei innerhalb einer Einheitszelle definiert und periodisch in einer oder zwei Dimension(-en) fortgesetzt (x/y-Richtung). Innerhalb der Einheitszelle wird die Struktur in Schichten definiert, in denen jeweils der Brechungsindex in der vertikalen z-Richtung homogen ist. In der transversalen x- beziehungsweise y-Richtung kann der Brechungsindex beliebig variiert werden. Der homogene Verlauf in z-Richtung und die Aufteilung in Schichten führen dazu, dass alle definierten Strukturen quaderförmig sind (siehe Abbildung 2.13).

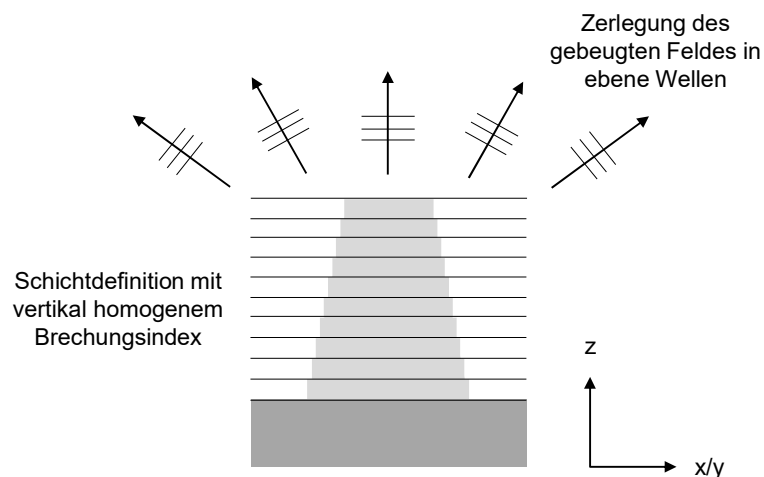


Abbildung 2.13 Schematische Darstellung des RCWA-Modells: die treppenförmige Annäherung des Stegwinkels durch Quader ist notwendig für eine RCWA-Simulation aufgrund der Definition in vertikal homogenen Schichten, außerdem ist die im RCWA-Modell übliche Zerlegung des Fernfeldes in ebene Wellen angedeutet.

Die Stärke der RCWA-Methode liegt in der Geschwindigkeit [Mad16]. Eine offensichtliche Beschränkung liegt allerdings in der quaderförmigen Definition der Strukturen, die eine Definition von Winkeln $\neq 90^\circ$ oder von abgerundeten Strukturen nur durch eine treppenförmige Annäherung erlaubt, die die Berechnung aber deutlich ressourcenintensiver macht. Die treppenförmige Annäherung komplexerer Strukturen kann weiterhin in bestimmten Fällen zu Artefakten in den

Simulationsergebnissen führen, die auch mit einer feineren Rasterung oftmals nicht behoben werden können [Pop02].

Für die RCWA-Simulationen in den folgenden Kapiteln wird die kommerzielle Software *Dr.Litho* [Fue07] eingesetzt, die mit ihrem *Waveguide*-Modul eine Implementierung von RCWA bietet [Eva07].

FEM - Finite-Elemente-Methode

Die Methode der finiten Elemente oder kurz FEM ist ein in den Natur- und Ingenieurwissenschaften weit verbreiteter Ansatz zur Modellierung physikalischer Fragestellungen. Der Ansatz basiert auf der Aufteilung einer zu untersuchenden Struktur in viele kleine Teilgebiete einfacher geometrischer Form [Bat90] (siehe Abbildung 2.14). Die physikalische Fragestellung in dieser Arbeit ist elektromagnetischer Natur und wird über einen Satz von Differentialgleichungen beschrieben [Pom07]. Diese Gleichungen werden diskret in den definierten Teilgebieten, die sich wie ein Netz über die Struktur spannen, gelöst.

Die Vorteile der FEM liegen in der Berechnung der Beugung von quasi beliebig geformten Geometrien. Somit können auch Rundungen von Gitterstegen (Stegradius) (siehe Abbildung 2.14), wie sie für diese Arbeit relevant sind, in die Berechnung einbezogen werden. Im Allgemeinen sind FEM-Simulationen aber deutlich rechenintensiver und damit zeitaufwendiger als RCWA-Simulationen, was die Methode erst für komplexere Gittergeometrien zur Methode der Wahl werden lässt [Ber04, Omu16, Mad16]. FEM kann über die Wahl periodischer Randbedingungen [Del93] sowohl zur Berechnung periodischer Strukturen genutzt werden als auch zur Berechnung der Beugung an nicht-periodischen Einzelstrukturen [Pom07]. Insofern ist es bezogen auf die möglichen Anwendungen vielseitiger als RCWA.

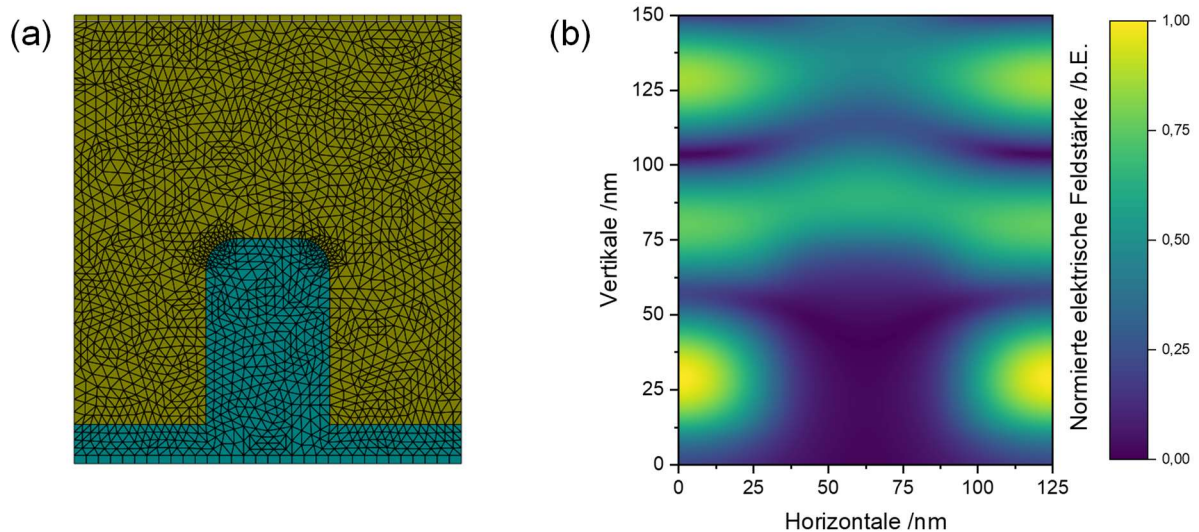


Abbildung 2.14 Schematische Darstellungen des FEM-Modells: (a) für das FEM-Modell definierte Netzstruktur über dem Gittersteg, (b) optisches Nahfeld wie es sich bei einem Einfallswinkel von 10° gegenüber der Oberfläche und einer Wellenlänge von 15 nm in der Gittereinheitszelle ergibt (Darstellungen mit Software *JCM-Suite* erstellt).

Für die FEM-Simulationen in den folgenden Kapiteln wird die kommerzielle Software *JCMSuite* eingesetzt [Pom07]. Ein direkter Vergleich der beiden hier genutzten Implementierungen von RCWA (*Dr.Litho*) und FEM (*JCMSuite*) wurde von den Entwicklern der beiden kommerziellen Softwarepakete selbst in einer gemeinsamen Publikation vorgenommen [Bur08]. Sie kommen ebenfalls zu dem Ergebnis, dass RCWA aufgrund der Geschwindigkeit bei simpleren Strukturen geeigneter ist und FEM bei komplexeren Strukturen, wie beispielsweise Rundungen.

3 Simulative und experimentelle Validierung des Charakterisierungsverfahrens

In diesem Kapitel wird die in Kapitel 1 definierte Zielsetzung der vorliegenden Arbeit verfolgt, die Charakterisierung nanoskaliger Gitter mittels EUV-Spektrometrie zu validieren. In Abschnitt 3.1 werden zunächst die betrachteten Zielgrößen und Parameter für die Validierung diskutiert. Die darauf folgenden Abschnitte 3.2 und 3.3 dienen der Beantwortung der zwei formulierten Forschungsfragen, die beide wiederum der Erreichung der Zielsetzung dienen. Die wichtigsten Ergebnisse dieses Kapitels wurden vom Autor veröffentlicht [Bah20-2]. Weitere Vorarbeiten zum Thema wurden vom Autor ebenfalls veröffentlicht [Bah17, Bah19-1, Bah19-2, Bah20-1].

3.1 Definition der Zielgrößen und Validierungsparameter

Für eine aussagekräftige Validierung der Charakterisierung nanoskaliger Gitter mittels EUV-Spektrometrie müssen Parameter für die simulativen und experimentellen Untersuchungen gewählt werden, die sowohl eine allgemeine Aussagekraft besitzen als auch experimentell mit den zur Verfügung stehenden Mitteln umsetzbar sind. Zunächst werden die quantitativen Zielgrößen definiert. Daraus abgeleitet werden die Parameter und die zugehörigen Wertebereiche der betrachteten nanoskaligen Gitter definiert und diskutiert. Zuletzt werden die betrachteten Beleuchtungsparameter der EUV-Spektrometrie, wie zum Beispiel der Einfallswinkel, und ihre Wertebereiche definiert.

3.1.1 Zielgrößen

Für die Validierung der EUV-Spektrometrie für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter bedarf es einiger Zielgrößen, anhand derer beurteilt werden kann, ob es sich um ein geeignetes Charakterisierungsverfahren handelt und wie es sich mit konkurrierenden Verfahren vergleicht.

Die fundamentale Abhängigkeit, die dieser Arbeit zu Grunde liegt und die in der Physik der Interaktion der EUV-Strahlung mit nanoskaligen Gittern begründet liegt, ist die Veränderung des Reflexionsgrades als Funktion der Gitterparameterwerte. Dazu wird die Größe der normierten Sensitivität s_{norm} als Funktion der Beleuchtungsparameter u_i und der Gitterparameter v_i gemäß

$$s_{norm,(u_i,v_i)} = \frac{\frac{\delta R(u_i,v_i,\delta v_i)}{R(u_i,v_i) - R(u_i,v_i + \delta v_i)}}{\delta v_i/v_i} = \frac{\delta R(u_i,v_i,\delta v_i)/R(u_i,v_i)}{\delta v_i/v_i}$$

Formel 3.1 Normierte Sensitivität

eingeführt, wie sie auch von Silver et al. definiert wird [Sil07].

Die normierte Sensitivität gibt an, in welchem Maße sich der Reflexionsgrad verändert, wenn sich ein Gitterparameter verändert.

Für die Charakterisierung eines nanoskaligen Gitters in einem experimentellen Charakterisierungsverfahren schließt sich daran die Frage an, welche Veränderungen des Reflexionsgrades überhaupt messbar sind. Dies wird bestimmt durch die relative Messunsicherheit σ_R auf den absoluten Reflexionsgrad, die sich durch das Messverfahren im experimentellen Aufbau ergibt. Durch Kombination der normierten Sensitivität s_{norm} und der Messunsicherheit σ_R lässt sich die relative Unsicherheit der Gitterparameter-Charakterisierung trivialerweise definieren gemäß

$$\sigma_{v_i,rel}(u_i, v_i) = \frac{\sigma_R(u_i)}{|s_{norm,(u_i,v_i)}|}$$

Formel 3.2 Relative Unsicherheit der Gitterparameter-Charakterisierung

$\sigma_{v_i,rel}$ gibt an, wie groß die minimal messbare (relative) Veränderung eines Gitterparameters ist, wenn ein Messverfahren mit der Messunsicherheit σ_R verwendet wird. Darüber hinaus lässt sich diese Größe auch in absoluten Einheiten angeben gemäß

$$\sigma_{v_i,abs}(u_i, v_i) = \frac{\sigma_R(u_i)}{|s_{norm,(u_i,v_i)}|} v_i.$$

Formel 3.3 Absolute Unsicherheit der Gitterparameter-Charakterisierung

$\sigma_{v_i,abs}$ gibt in Einheiten von Nanometern anschaulich an, wie groß die minimal messbare (absolute) Veränderung eines Gitterparameters ist.

Die definierten Größen normierte Sensitivität s_{norm} und Unsicherheit der Gitterparameter-Charakterisierung $\sigma_{v_i,rel/abs}$ werden in der simulativen Validierung als Zielgrößen genutzt um die Charakterisierung nanoskaliger Gitter mittels EUV-Spektrometrie quantitativ zu beurteilen (siehe Abschnitt 3.2). Darüber hinaus werden sie herangezogen, um die experimentellen Ergebnisse zu beurteilen (siehe Abschnitt 3.3), einen Vergleich zu anderen Verfahren zu ziehen und um einen Ausblick auf zukünftige Entwicklungen zu geben.

In dieser Arbeit wird der allgemeine Begriff (Mess-)Unsicherheit verwendet, der auch im anerkannten [Del09] normierten Leitfaden „GUM - Guide to the expression of Uncertainty in Measurement“ [Iso08, Din99] genutzt wird. Auf die Beurteilung der Qualität des Charakterisierungsverfahrens mithilfe der Begrifflichkeiten und empirischen Methoden nach der ebenfalls anerkannten Norm DIN ISO 5725 „Genauigkeit (Richtigkeit und Präzision) von Messverfahren und Messergebnissen“ [Din97, Din02-2, Din03, Din02-1] wird aus den im Folgenden diskutierten Gründen verzichtet.

Zum einen handelt es sich bei den hier betrachteten (Mess-)Unsicherheiten um Abschätzungen, die nicht nach den in der Norm definierten empirischen Standards ermittelt wurden. Eine solche Ermittlung ist in dieser Arbeit noch nicht sinnvoll, da es sich um eine fundamentale Analyse der physikalischen Gesetzmäßigkeiten und der Limitierungen in der technischen Umsetzbarkeit handelt und somit noch unbekannte oder nicht hinreichend verstandene Einflussfaktoren auf die Messunsicherheit vorhanden sind (siehe Abschnitt 3.3.1 zum kompakten EUV-Spektrometer).

Zum anderen bietet die Verwendung des Begriffes „Unsicherheit“ unter dem Gesichtspunkt der sprachlichen Formulierung in der Diskussion quantitativer Ergebnisse einen Vorteil. Eine Unsicherheit kann direkt mit einem Wert versehen werden und quantitativ beurteilt werden. Dies steht im Gegensatz zu den in DIN ISO 5725 definierten Begriffen „Genauigkeit, Richtigkeit und Präzision“, die qualitativer Natur sind. Sie können wiederum nur über Begriffe wie Standardabweichung quantifiziert werden.

3.1.2 Gitterparameter

Die in dieser Arbeit betrachteten nanoskaligen Gitter müssen geeignet parametrisiert werden, um sie in einem physikalischen Modell abbilden zu können. Die gewählte Parametrisierung (siehe Abbildung 3.1) zielt darauf ab, die physikalische Realität der im Experiment betrachteten Gitter so genau abzubilden, dass relevante Effekte berücksichtigt werden können, die benötigte Zeit für eine Simulation auf einem herkömmlichen Computer aber hinreichend klein bleibt (< 1 Tag).

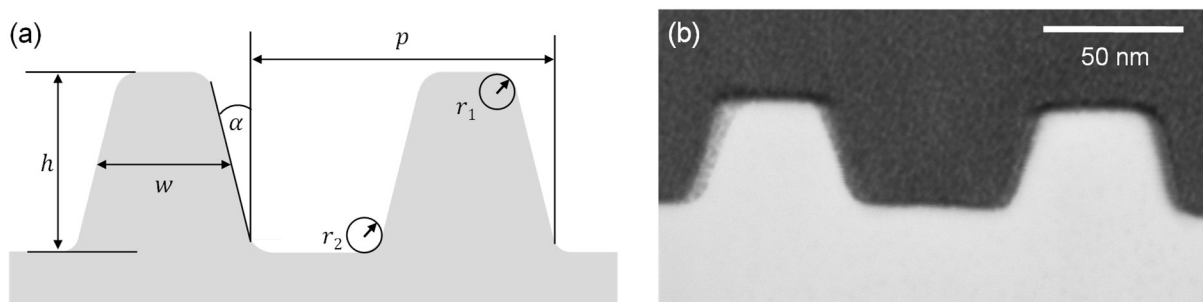


Abbildung 3.1 Parametrisierung nanoskaliger Gitter: (a) schematische Darstellung der Gitterparametrisierung, (b) Rasterelektronenmikroskopie-Nahaufnahme des in Abschnitt 3.3.1 charakterisierten Gitters.

Die Geometrie der nanoskaligen Linien-Reliefgitter, die in dieser Arbeit betrachtet werden, wird mithilfe von sieben Parametern v_i beschrieben: Gitterperiode p , Steghöhe h , Stegbreite w , Stegwinkel α , oberer Stegradius r_1 und unterer Stegradius r_2 . Die Stegbreite w wird auf halber Höhe des Gittersteiges definiert, damit die Querschnittsfläche des Gittersteiges bei Variation des Stegwinkels α konstant bleibt. Die Bestimmung der Gitterperiode ist nicht Gegenstand der Validierung in dieser Arbeit, da sie als Messgröße in der Halbleiterfertigung meist nicht von Interesse ist [Bun13].

Tabelle 3.1 zeigt die zwei in dieser Arbeit betrachteten nanoskaligen Gitter. Gitter 2 ist dabei um den Faktor 0,5 gegenüber Gitter 1 skaliert, um den Effekt kleinerer Strukturen auf das Charakterisierungsverfahren zu untersuchen.

Gitter-Parameter v_i			Gitter 1	Gitter 2
Periode	p	(nm)	125	62,5
Stegbreite	w	(nm)	50	25
Steghöhe	h	(nm)	40	20
Stegwinkel	α	(°)	20	20
Oberer Stegradius	r_1	(nm)	7	3,5
Unterer Stegradius	r_2	(nm)	7	3,5

Tabelle 3.1 Gitterparameter und deren Werte: Gitter 2 ist um den Faktor 0,5 gegenüber Gitter 1 skaliert, dies betrifft jedoch nicht den Stegwinkel.

Alle in dieser Arbeit betrachteten nanoskaligen Gitter bestehen aus amorphem Siliziumdioxid ($a\text{-SiO}_2$) als einzigem Material. Dies führt zu einem vergleichsweise einfachen Beugungsverhalten, das die Allgemeingültigkeit und die Aussagekraft der Ergebnisse dieser Arbeit unterstützt: Zum einen kann $a\text{-SiO}_2$ keine zusätzlichen Oxidschichten ausbilden, die zu weiteren Interferenzeffekten führen und so die Ergebnisse komplexer machen. Zum anderen enthält $a\text{-SiO}_2$ Silizium, das als wichtigstes Element in der Halbleitertechnik die Aussagekraft der Ergebnisse dieser Arbeit erhöhen kann. Beispielsweise ist die Absorptionskante von Silizium bei ca. 12 nm Wellenlänge im spektralen Reflexionsgrad von $a\text{-SiO}_2$ in etwas anderer Form ebenfalls sichtbar.

Das im Experiment in Abschnitt 3.3 verwendete Gitter entspricht in seinen Nominalparametern Gitter 1 in Tabelle 3.1. Aufgrund der endlichen Genauigkeit des Fertigungsprozesses weichen die Werte jedoch leicht ab. Das Gitter wurde von der Firma *EULITHA* mittels *Phable Exposure Technology* hergestellt, einem Interferenzlithographieverfahren basierend auf ultravioletter Strahlung [Wan16]. Die strukturierte Gitterfläche der hergestellten Proben ist mit $15 \times 15 \text{ mm}^2$ genau so groß wie das Substrat, auf dem sie strukturiert wurde. Die exakte Geometrie des hergestellten Gitters wird in Abschnitt 3.3.1 sowohl mittels EUV-Spektrometrie charakterisiert als auch in einer unabhängigen Analyse mittels Rasterelektronenmikroskopie.

Sowohl für die simulativen als auch für die experimentellen Arbeiten in diesem Kapitel ist die Verfügbarkeit genauer Werte für die optischen Konstanten für $a\text{-SiO}_2$ eine Voraussetzung. Aufgrund des in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Problems unzuverlässiger tabellierter Werte in der Literatur für den EUV-Spektralbereich, insbesondere in der Nähe von Absorptionskanten, wird eine Bestimmung optischer Konstanten an einem $a\text{-SiO}_2$ -Substrat des gleichen Typs vorgenommen, aus dem auch die Gitter für das Experiment hergestellt wurden. Die optischen Konstanten werden anhand einer Messung des Reflexionsgrades unter verschiedenen Einfallswinkeln an der *BEAR-Beamline* des

ELETTRA-Synchrotron in Trieste in Italien [Pas04] ermittelt. Abbildung 3.2 zeigt die Ergebnisse im Vergleich zu Literaturwerten von Filatova et al. [Fil99].

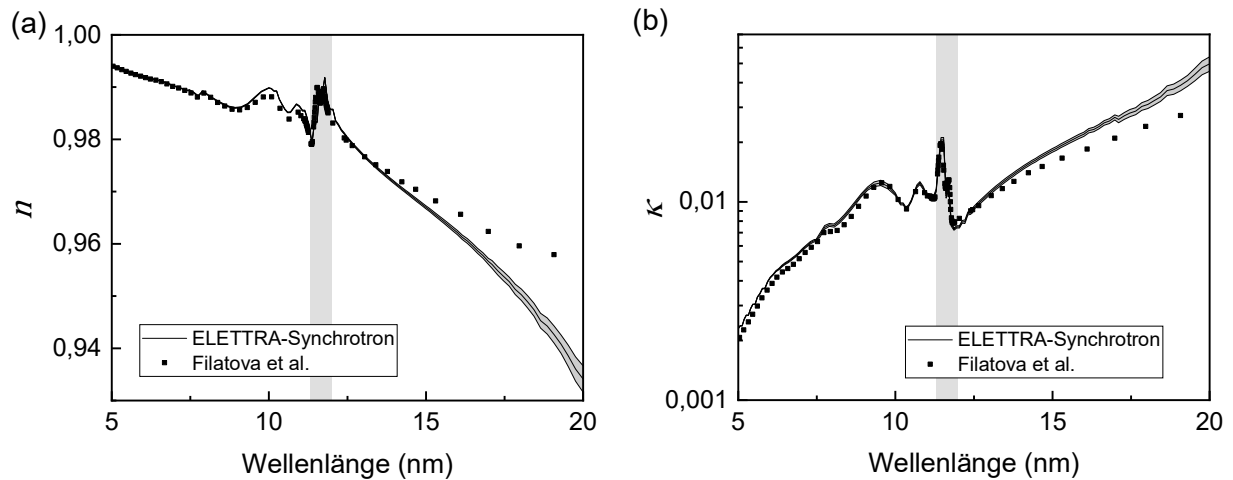


Abbildung 3.2 Bestimmung optischer Konstanten von a-SiO₂: (a) Brechungsindex n , (b) Absorptionsindex κ , beide Graphen zeigen die selbst ermittelten Werte im Vergleich zu den Literaturwerten von Filatova et al. [Fil99]. Der Bereich in dem Filatova-Werte aufgrund der kleineren Rasterung gewählt werden ist grau hinterlegt.

Die selbst ermittelten Werte werden für den Spektralbereich von 5 nm bis 20 nm verwendet mit Ausnahme des Bereichs um die $L_{2,3}$ -Absorptionskante von Silizium von ungefähr 11 nm bis 13 nm Wellenlänge, in dem Literaturwerte von Filatova et al. [Fil99] verwendet werden (grau hinterlegt in Abbildung 3.2). Sie weisen eine dichtere Wellenlängenrasterung auf, stimmen aber in diesem Bereich mit den selbst ermittelten Werten überein. Für den Spektralbereich von 20 nm bis 40 nm werden Literaturwerte von Henke et al. [Hen93] verwendet und für den Bereich von 40 nm bis 800 nm Werte von Palik [Pal85].

3.1.3 Beleuchtungsparameter

EUV-Spektrometrie kann wie andere Spektrometrierverfahren mit verschiedenen Beleuchtungsparametern erfolgen. Die Beleuchtungsparameter u_i unterteilen sich in Eigenschaften der Messstrahlung und die Orientierung der Messprobe zur Messstrahlung (siehe Abbildung 3.3). Die Messstrahlung unterscheidet sich bezüglich Wellenlänge λ und Polarisationszustand \vec{j} . Die Orientierung der Probe zur Messstrahlung bestimmt den Einfallswinkel der Messstrahlung. Der Einfallswinkel kann zur Oberfläche der Probe (θ) und bei Proben mit direktionalen Oberflächen wie Liniengittern, die in dieser Arbeit betrachtet werden, in seiner azimuthalen Orientierung (φ) gegenüber den Gitterlinien variiert werden.

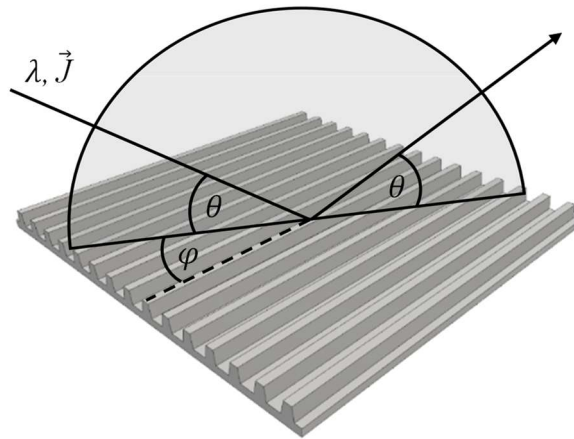


Abbildung 3.3 Parametrisierung der Beleuchtung: Die Eigenschaften der Messstrahlung umfassen die Wellenlänge λ und den Polarisationszustand \vec{J} . Die Orientierung der Probe entscheidet über den Einfallswinkel zur Oberfläche θ und den Winkel der Gitterlinien zur Einfallsebene φ .

Die in dieser Arbeit betrachteten Wellenlängen λ liegen hauptsächlich im Spektralbereich von 5 nm bis 20 nm, dem unteren Ende des EUV-Spektralbereichs, der sich von 5 nm bis 40 nm erstreckt (siehe Definition in Abschnitt 2.1). Dies ist ein vorweggenommenes Ergebnis des folgenden Abschnitts 3.2.1 zur Sensitivität, da sich in diesem Spektralbereich die Sensitivität gegenüber der Geometrie der betrachteten nanoskaligen Gitter als besonders hoch erweist. Die experimentelle Validierung im kompakten EUV-Spektrometer in Abschnitt 3.3 würde sich daher im besten Fall über den Spektralbereich von 5 nm bis 20 nm erstrecken, beschränkt sich (aus technischen Gründen) im verwendeten kompakten EUV-Spektrometer aber auf den Spektralbereich von 10 nm bis 15 nm. Zum Vergleich mit dem Stand von Wissenschaft und Technik der Charakterisierung nanoskaliger Gitter, in dem typischerweise Wellenlängen des sichtbaren Spektralbereichs verwendet werden, werden in der Sensitivitätsanalyse in dieser Arbeit Wellenlängen vom EUV-Spektralbereich kontinuierlich bis in den (nah-)infraroten Spektralbereich bis zu 800 nm betrachtet.

Die betrachteten Polarisationszustände \vec{J} beschränken sich auf lineare s- und p-Polarisation in der simulativen Validierung und einen unpolarisierten Zustand (das arithmetische Mittel von s- und p-Polarisation) in der experimentellen Validierung. Die Annahme des unpolarisierten Zustands im Experiment ist eine Näherung, die aufgrund der unpolarisierten Emission der EUV-Quelle [Wil14] gerechtfertigt ist.

Die Einfallswinkel zur Oberfläche θ liegen in dieser Arbeit zwischen 5° und 15° . Bei größeren Winkeln sinkt der Reflexionsgrad beliebiger Proben auf einen zu geringen Wert (siehe Abschnitt 2.2.1), was den Lichtfluss zu gering werden lässt und in Messanwendungen zu hohen und nicht mehr praktikablen Messzeiten führt. Kleinere Winkel als 5° bergen den Nachteil, dass der Messfleck auf der Probe sehr groß wird (~ 1 mm in Einfallsebene). Die betrachteten Einfallswinkel entsprechen den typischerweise

in der Ellipsometrie verwendeten Einfallswinkeln ($\sim 10^\circ$) unter Verwendung von sichtbarem Licht, was den Vergleich zwischen dem EUV-Spektralbereich und größeren Wellenlängen vereinfacht.

Die azimutale Orientierung φ liegt in dieser Arbeit bei Werten nahe 0° , um eine Abschattung der Gittergeometrie gegenüber der Beleuchtung zu vermeiden. Die Abschattungsproblematik bei Winkeln jenseits von 0° und insbesondere in der Nähe von 90° (siehe Abbildung 3.4) führt in Kombination mit der hohen Absorption von EUV-Strahlung in Materie dazu, dass große Teile der Gittergeometrie nicht beleuchtet werden und mit der Messstrahlung nicht interagieren können. Dadurch kann ein entsprechendes Messverfahren auch nicht sensitiv gegenüber diesen abgeschatteten Teilen der Gittergeometrie sein.

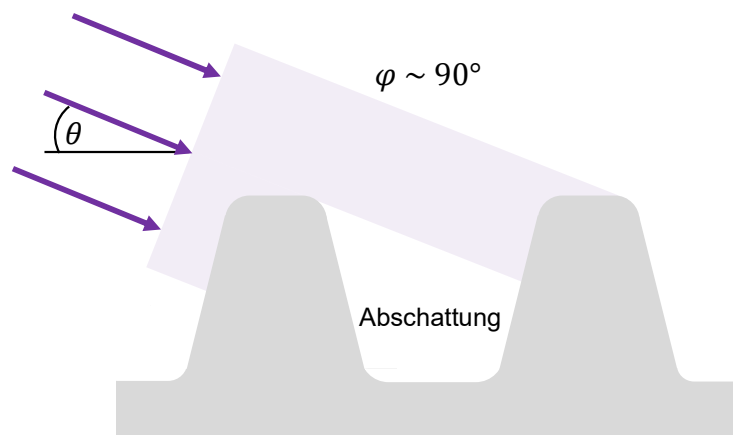


Abbildung 3.4 Schematische Darstellung der Abschattungsproblematik: Bei kleinen Einfallswinkeln zur Oberfläche θ und einer azimutalen Orientierung des Gitters φ nahe 90° , also bei nahezu senkrechter Beleuchtung der Gitterlinien, wird ein großer Teil der Gitteroberfläche abgeschattet.

Tabelle 3.2 fasst die Werte der Beleuchtungsparameter, die in dieser Arbeit betrachtet werden, zusammen.

Parameter u_i		Simulative Validierung	Experimentelle Validierung
Wellenlänge	λ (nm)	5 - 800	10 - 15
Polarisationszustand	\vec{j} (nm)	s- / p-	unp.
Einfallswinkel	θ ($^\circ$)	10 - 15	5 - 15
Azimutwinkel	φ ($^\circ$)	0 - 1	0 - 2

Tabelle 3.2 Werte der Beleuchtungsparameter: Aufgeführt sind die Werte der Beleuchtungsparameter der simulativen Validierung in Abschnitt 3.2 und die Werte der experimentellen Validierung in Abschnitt 3.3.

3.2 Simulative Sensitivitäts- und Unsicherheitsanalyse

In diesem Abschnitt wird die EUV-Spektrometrie im Hinblick auf die Charakterisierung nanoskaliger Gitter simulativ validiert. Im ersten Schritt wird der Reflexionsgrad in einem breiten Spektralbereich in Abhängigkeit von der Geometrie der im vorherigen Abschnitt eingeführten nanoskaligen Gitter

untersucht. Im Anschluss wird anhand der Sensitivitätsergebnisse die resultierende Unsicherheit in Bezug auf die Gitterparameter untersucht.

Dabei soll die erste Forschungsfrage dieser Arbeit beantwortet werden:

- 1) *Eignet sich EUV-Spektrometrie zur Charakterisierung nanoskaliger Gitter und welche Vorteile bestehen gegenüber dem Stand von Wissenschaft und Technik?*

Die rein simulativen Ergebnisse für den Reflexionsgrad in diesem Abschnitt werden mithilfe der Software *JCMSuite* berechnet, die auf einem rigorosen FEM-Ansatz basiert (vgl. Abschnitt 2.2.3). Um die Korrektheit der Ergebnisse zu sichern, werden einige Simulationen mit gleichen Parametern mit der Software *Dr.Litho* ausgeführt, die auf einem rigorosen RCWA-Ansatz basiert (vgl. Abschnitt 2.2.3). Diese unabhängigen Rechnungen stimmen überein, so dass von ihrer Richtigkeit ausgegangen wird.

3.2.1 Sensitivität des Reflexionsgrades gegenüber der Gittergeometrie

In der Sensitivitätsanalyse wird untersucht, wie der wellenlängenaufgelöste Reflexionsgrad auf Veränderungen der Geometrie eines nanoskaligen Gitters reagiert. Zur Veranschaulichung, dass der Reflexionsgrad im Extrem-Ultraviolett überhaupt relevante Informationen über die Geometrie enthält, zeigt Abbildung 3.5 den Reflexionsgrad von Gitter 1 gemäß Tabelle 3.1 verglichen mit einem unstrukturierten Substrat. Es wird deutlich, dass die Verläufe des Reflexionsgrads für das nanoskalige Gitter deutlich von denen des unstrukturierten Substrats abweichen. Dies stützt die These, dass der Reflexionsgrad relevante Informationen über die Struktur des Gitters beinhaltet. Der bei einem Einfallswinkel von 15° deutlich reduzierte Reflexionsgrad gegenüber einem Einfallswinkel von 10° ist hingegen sowohl im Fall des Substrats als auch im Fall des Gitters erkennbar und hängt mit dem Reflexionsverhalten von EUV-Strahlung unter streifendem Einfall zusammen (vgl. Abschnitt 2.2.1).

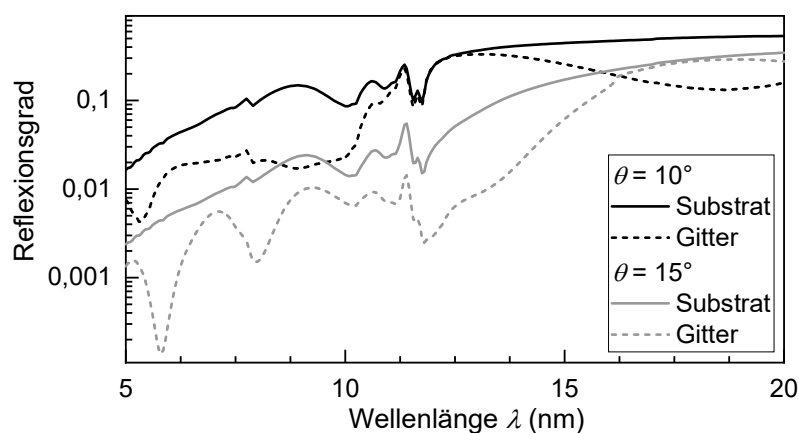


Abbildung 3.5 Reflexionsgrad eines nanoskaligen Gitters im Vergleich mit einem unstrukturierten Substrat: Parameter entsprechend Gitter 1 aus Tabelle 3.1. Die Ergebnisse sind simuliert für Einfallswinkel von 10° und 15° .

Nachdem Abbildung 3.5 qualitativ an einem Beispiel motiviert, dass der Reflexionsgrad Informationen über die Geometrie des nanoskaligen Gitters enthält, wird im Folgenden simulativ-quantitativ untersucht, wie groß die Sensitivität des Reflexionsgrads gegenüber kleinen Veränderungen der Gittergeometrie ist.

Abbildung 3.6 zeigt die simulierten Reflexionsgrade von Gitter 1 und 2 bei den betrachteten Beleuchtungsparametern und Nominalwerten der Gitterparameter (siehe Abschnitt 3.1).

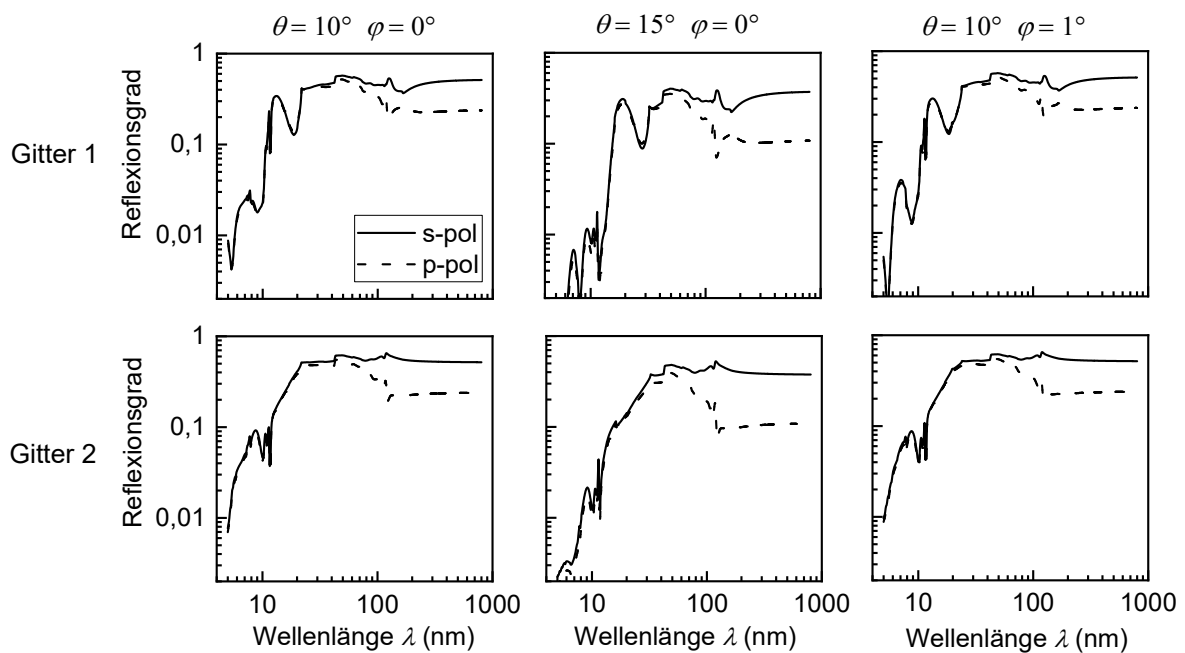


Abbildung 3.6 Reflexionsgrad von Gitter 1 und 2 in den betrachteten Beleuchtungskonfigurationen: Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse für s-Polarisation, die gestrichelten Linien die Ergebnisse für p-Polarisation.

Für den Großteil der betrachteten Wellenlängen in den gewählten Beleuchtungskonfigurationen werden signifikante Anteile ($\gtrsim 1\%$) der Messstrahlung reflektiert.

Zur Bestimmung der eingeführten normierten Sensitivität (siehe Formel 3.1) werden in der hier durchgeführten Sensitivitätsanalyse die Gitterparameter jeweils um einen Wert von 0,1 nm beziehungsweise $0,1^\circ$ variiert und der Reflexionsgrad berechnet. Dieser Reflexionsgrad wird gemeinsam mit dem in Abbildung 3.6 gezeigten Reflexionsgrad zur Berechnung der normierten Sensitivität herangezogen. Dieses Vorgehen zur Bestimmung der normierten Sensitivität wird für die fünf betrachteten Gitterparameter Stegbreite w , Steghöhe h , Stegwinkel α , oberer Stegradus r_1 und unterer Stegradus r_2 separat durchgeführt.

Abbildung 3.7 zeigt die Ergebnisse der normierten Sensitivität für die Stegbreite w . Die Ergebnisse sind separat für Gitter 1 und 2 angegeben (mit unterschiedlicher Skalierung) und für die drei betrachteten Beleuchtungskonfigurationen $\theta = 10^\circ, \varphi = 0^\circ$; $\theta = 15^\circ, \varphi = 0^\circ$ und $\theta = 10^\circ, \varphi = 1^\circ$. Die Ergebnisse sind jeweils für s-Polarisation (durchgezogene Linie) und p-Polarisation (gestrichelte Linie) dargestellt.

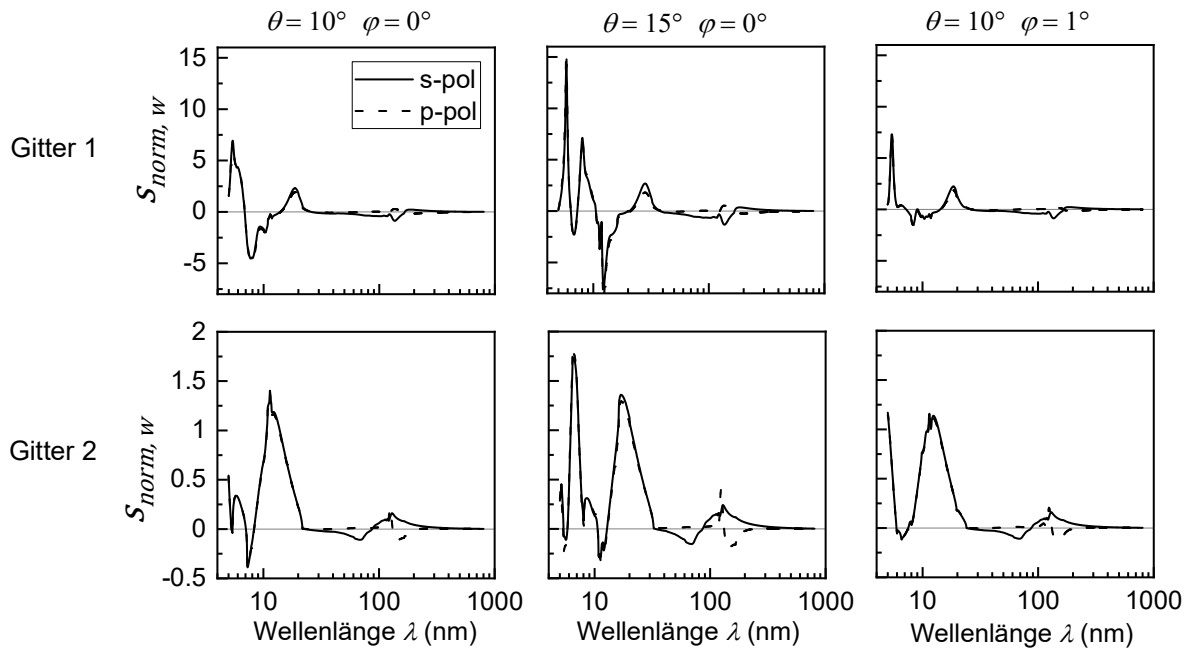


Abbildung 3.7 Normierte Sensitivität der Stegbreite w für Gitter 1 und 2 in den betrachteten Beleuchtungskonfigurationen: Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse für s-Polarisation, die gestrichelten Linien die Ergebnisse für p-Polarisation.

Die Ergebnisse zeigen, dass die normierte Sensitivität für Gitter 1 im EUV-Spektralbereich um ~ 10 nm Wellenlänge mit Werten teilweise von ~ 10 am größten ist. Anschaulich betrachtet bedeutet dies, dass der Reflexionsgrad sich um den Faktor 10 mehr verändert als der Gitterparameter. Im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich fällt die normierte Sensitivität hingegen um teilweise mehr als eine Größenordnung geringer aus (normierte Sensitivität < 1). Für Gitter 2 gelten qualitativ die gleichen Aussagen, die absoluten Werte der normierten Sensitivität fallen allerdings im EUV-Spektralbereich mit ~ 1 um etwa eine Größenordnung geringer aus. Der Polarisationszustand hat im EUV-Spektralbereich einen vernachlässigbaren Einfluss auf die normierte Sensitivität. Im VUV- und UV-Spektralbereich sind jedoch Unterschiede erkennbar.

Der Effekt, den die Stegbreite auf den Reflexionsgrad hat, kann anschaulich durch die Veränderung der Einhüllenden der Beugungsverteilung erklärt werden, wie sie in Abschnitt 2.2.2 eingeführt wurde. Betrachtet man die verschiedenen Beleuchtungskonfigurationen, so hat der steilere Einfallswinkel von $\theta = 15^\circ$ gegenüber $\theta = 10^\circ$ eine höhere Sensitivität zur Folge, die Veränderung von $\varphi = 0^\circ$ (Beleuchtung parallel zu den Gitterlinien, siehe Abbildung 3.3) zu $\varphi = 1^\circ$ hat dagegen einen leicht negativen Einfluss auf die normierte Sensitivität. Dies gilt sowohl für Gitter 1 als auch für Gitter 2.

Abbildung 3.8 zeigt die normierte Sensitivität für die Steghöhe h für die gleichen Gitter- und Beleuchtungsparameter wie für die Stegbreite.

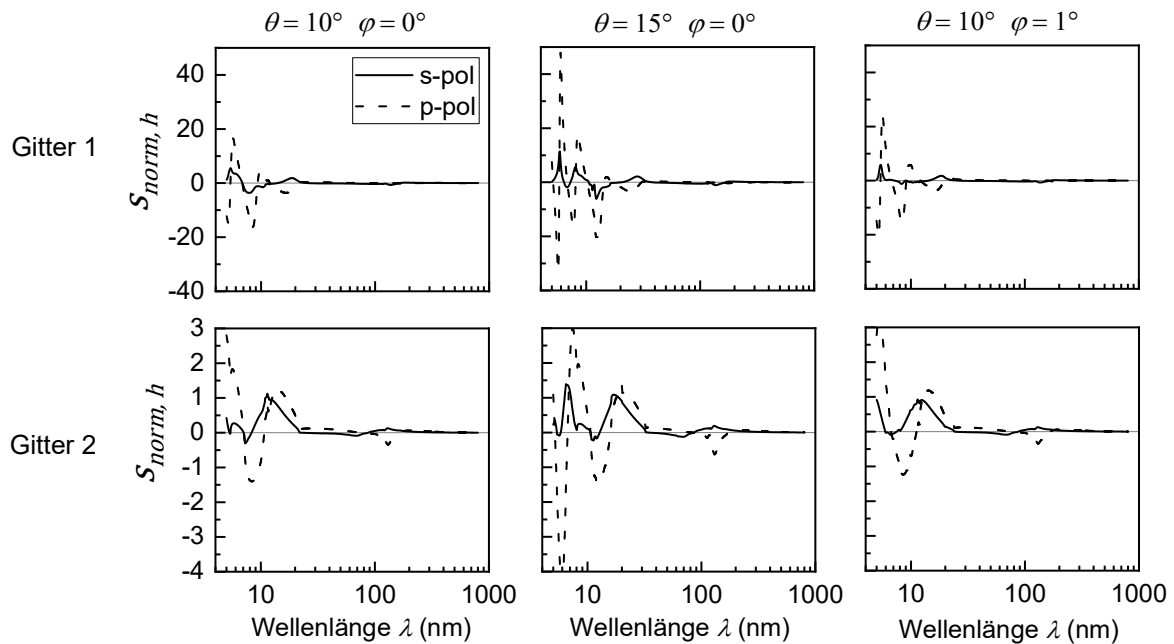


Abbildung 3.8 Normierte Sensitivität der Steghöhe h für Gitter 1 und 2 in den betrachteten Beleuchtungskonfigurationen: Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse für s-Polarisation, die gestrichelten Linien die Ergebnisse für p-Polarisation.

Die Ergebnisse zeigen, dass die normierte Sensitivität im Falle von p-Polarisation für die Steghöhe deutlich höher ausfällt (\sim Faktor 4) verglichen mit den Ergebnissen für die Stegbreite, wie oben gezeigt. Für s-Polarisation sind die Ergebnisse quantitativ ähnlich zu denen der Stegbreite.

Der Unterschied zwischen den Polarisationszuständen lässt sich im Falle der Steghöhe über die Interferenz der auf dem Gittersteg reflektierten Anteile mit denen zwischen den Gitterstegen reflektierten Anteilen erklären. Diese können je nach Einfallswinkel und Wellenlänge konstruktiv oder destruktiv miteinander interferieren und beeinflussen so den Reflexionsgrad (ähnlich zu dem in Abschnitt 2.2.2 eingeführten Phasenschiebe- und Reliefgitter).

Im Falle des p-Polarisationszustands, bei dem die Strahlung in der Einfallsebene und (für hier betrachteten Fall $\varphi \sim 0^\circ$) parallel zu den Gitterlinien polarisiert ist, könnte ein Grund sein, dass die einfallende Strahlung tiefer in die Zwischenräume der Gitterlinien eindringt und somit die beschriebenen Interferenzeffekte verstärkt. Aus diesem Grund hat eine Veränderung der Steghöhe für p-Polarisation, verglichen mit s-Polarisation, eine größere Veränderung des Reflexionsgrads zur Folge, was wiederum die erhöhte normierte Sensitivität zur Folge hat.

Abgesehen von den quantitativ unterschiedlichen Ergebnissen lassen sich bezogen auf die betrachteten Spektralbereiche qualitativ jedoch ähnliche Aussagen treffen wie für die Stegbreite: die normierte Sensitivität ist im EUV-Spektralbereich deutlich erhöht gegenüber den Spektralbereichen größerer Wellenlängen.

Abbildung 3.9 zeigt die normierte Sensitivität für den Stegwinkel α .

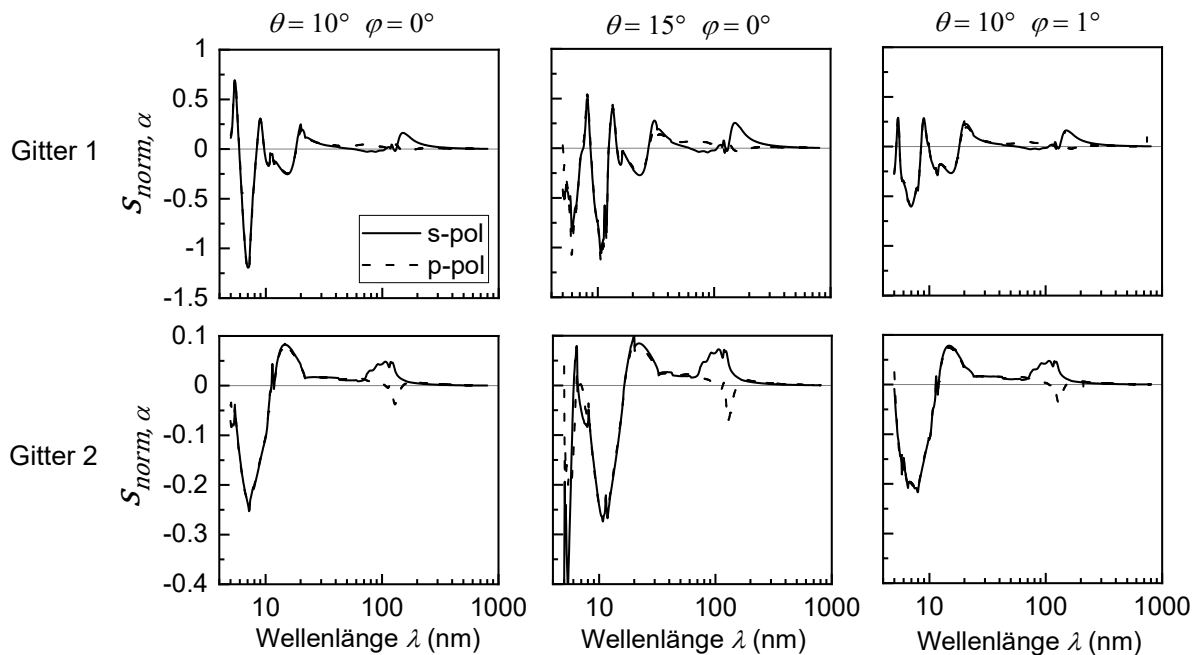


Abbildung 3.9 Normierte Sensitivität des Stegwinkels α für Gitter 1 und 2 in den betrachteten Beleuchtungskonfigurationen: Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse für s-Polarisation, die gestrichelten Linien die Ergebnisse für p-Polarisation.

Die Ergebnisse zeigen, dass die normierte Sensitivität für den Stegwinkel α im EUV-Spektralbereich um ca. 10 nm Wellenlänge zwar erhöht ist gegenüber den Spektralbereichen höherer Wellenlängen, im Unterschied zu Stegbreite und Steghöhe aber auch noch bei höheren Wellenlängen signifikant hohe Werte der normierten Sensitivität auftreten. Der Polarisationszustand hat im EUV-Spektralbereich einen vernachlässigbaren Einfluss auf die normierte Sensitivität. Nur im ultravioletten Spektralbereich treten Unterschiede für die Polarisationszustände auf.

Quantitativ ist die normierte Sensitivität mit Werten von ~ 1 für Gitter 1 und Werten von $\sim 0,1$ im EUV-Spektralbereich ungefähr eine Größenordnung kleiner als für Stegbreite und Steghöhe. Ein möglicher Grund ist das unveränderte Volumen des Gittersteges bei Veränderung des Stegwinkels, das einen größeren Einfluss auf den Reflexionsgrad als die exakte Geometrie hat [Hua04]. Lediglich das Flächenverhältnis zwischen den Stegflanken und den flachen Stegoberseiten sowie den Zwischenräumen am Fuß der Gitterstege wird durch den Stegwinkel verändert. Die Stegflanken sorgen in erster Näherung für eine Ablenkung der einfallenden Strahlung. Aufgrund der kleinen Strukturabmessungen der Stegflanken gegenüber der Wellenlänge der Messstrahlung spielen aber zusätzlich auch Beugungseffekte eine Rolle.

Ein quantitativer Vergleich der normierten Sensitivität des Stegwinkels mit den Ergebnissen für die Stegbreite und die Steghöhe ist sinnvoll, obwohl es sich um einen Winkel handelt und nicht um eine Länge. Eine relative Veränderung des Winkels hat prozentual eine ähnliche Auswirkung auf die Längen

des Gittersteges. Beispielhaft wird hier der nominale Stegwinkel von 20° um 1% verändert, so ändert sich die Abmessung der Gitterlinienoberseite und des Zwischenraums am Fuß der Gitterstege um $\sim 2\%$.

Abbildung 3.10 zeigt die normierte Sensitivität für den oberen Stegradius r_1 .

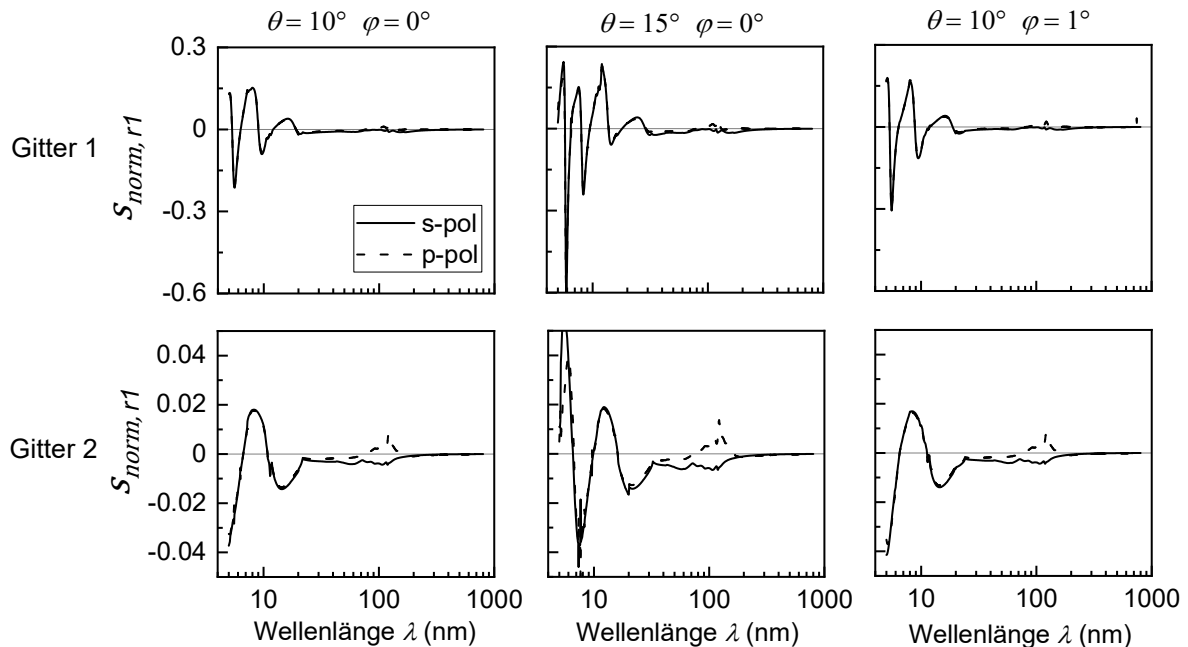


Abbildung 3.10 Normierte Sensitivität des oberen Stegradius r_1 für Gitter 1 und 2 in den betrachteten Beleuchtungskonfigurationen: Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse für s-Polarisation, die gestrichelten Linien die Ergebnisse für p-Polarisation.

Die Ergebnisse zeigen, dass die normierten Sensitivitäten für den oberen Stegradius im Vergleich zu den oben betrachteten Gitterparametern deutlich niedriger sind. Sie sind ungefähr zwei Größenordnungen niedriger als für Stegbreite und Steghöhe und ungefähr eine Größenordnung niedriger als für den Stegwinkel (jeweils für Gitter 1 und 2 separat verglichen). Dies kann auf den kleinen Einfluss des Stegradius auf die gesamte Geometrie des Gittersteges zurückgeführt werden. Mit Nominalwerten von 7 nm (Gitter 1) beziehungsweise 3,5 nm (Gitter 2) beschreibt der obere Stegradius nämlich nur ein kleines Detail der Geometrie des Gittersteges.

In Anbetracht üblicher Messunsicherheiten von $> 0,1\%$ auf den Reflexionsgrad in der Reflektometrie und Ellipsometrie, die sichtbares Licht nutzen, kann geschlussfolgert werden, dass im sichtbaren Bereich Veränderungen des oberen Stegradius $< 100\%$ nicht messbar sind. Wie sich dies für den EUV-Spektralbereich verhält wird im folgenden Abschnitt 3.2.2 diskutiert.

Beim Vergleich der Sensitivitäten über den gesamten Spektralbereich ist im EUV-Spektralbereich jedoch auch für den oberen Stegradius eine um ungefähr eine Größenordnung erhöhte Sensitivität gegenüber den Spektralbereichen höherer Wellenlängen zu erkennen.

Eine anschauliche Erklärung, wie sich ein veränderter Stegradius auf den Reflexionsgrad und die Gitterbeugung insgesamt auswirkt ist schwierig. Hier können nur die veränderten optischen Nahfelder im Bereich des Stegradius als Begründung angeführt werden.

Abbildung 3.11 zeigt die normierte Sensitivität für den unteren Stegradius r_2 .

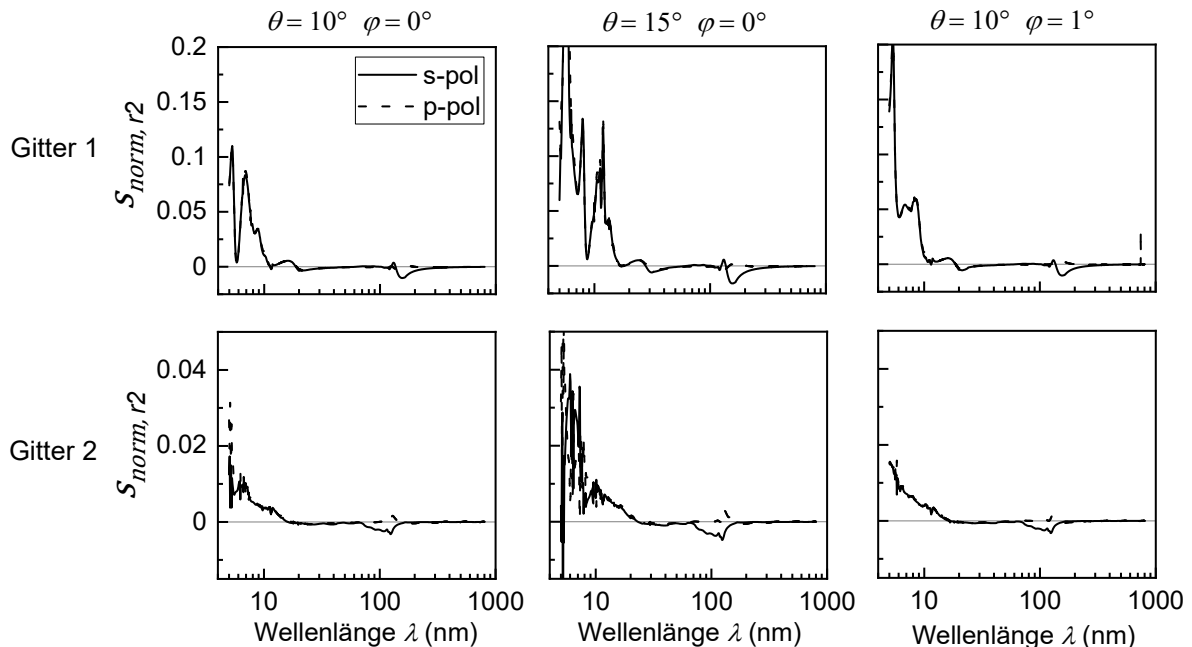


Abbildung 3.11 Normierte Sensitivität des unteren Stegradius r_2 für Gitter 1 und 2 in den betrachteten Beleuchtungskonfigurationen: Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse für s-Polarisation, die gestrichelten Linien die Ergebnisse für p-Polarisation.

Für den unteren Stegradius gelten sowohl qualitativ als auch näherungsweise quantitativ die gleichen Aussagen wie für den oberen Stegradius. Ein möglicher Unterschied liegt in der noch schwächeren Interaktion der Messstrahlung mit dem unteren Stegradius, da von der Messstrahlung aufgrund der Beugungseffekte in den Gitterzwischenräumen nur ein kleiner Teil bis an den Fuß des Gittersteges dringt und daraufhin zurückreflektiert werden kann. Dies hat auch eine kleinere normierte Sensitivität im Vergleich zum oberen Stegradius zur Folge.

Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse für alle betrachteten Gitterparameter, dass die normierte Sensitivität im Spektralbereich von 5 nm bis 20 nm deutlich erhöht ist gegenüber höheren Wellenlängen bis 800 nm. Dies gilt sowohl für Gitter 1 als auch für Gitter 2, das um den Faktor zwei herunterskaliert ist. Die Ergebnisse stützen die These, dass der EUV-Spektralbereich für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter Vorteile bietet gegenüber den Verfahren gemäß dem Stand der Technik, bei denen meist Wellenlängen des sichtbaren Spektralbereichs genutzt werden (vgl. Abschnitt 2.1.1).

Die Abhängigkeit der normierten Sensitivität vom Polarisationszustand ist im EUV-Spektralbereich für alle Gitterparameter bis auf die Steghöhe h gering. Dies ist im Hinblick auf die experimentelle Validierung in Abschnitt 3.3 von Interesse, da das kompakte EUV-Spektrometer unpolarisierte Strahlung (eine statistische Überlagerung von s- und p-Polarisationszustand) zur Messung des Reflexionsgrads nutzt. Eine Messung mit verschiedenen Polarisationszuständen scheint bis auf den Parameter der Steghöhe keinen Mehrwert für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter zu bieten.

In absteigender Reihenfolge erreicht die Sensitivität im EUV-Spektralbereich für die Steghöhe h die höchsten Werte, dann für die Stegbreite w , dann den Stegwinkel α und dann die beiden Stegradien $r_{1,2}$. Diese Ergebnisse können zum Teil anschaulich durch einen Vergleich mit dem analytisch beschreibbaren Phasenschiebegitter erklärt werden (vgl. Abschnitt 2.2.2). Die Stegbreite w beeinflusst die Beugungseffizienz durch ihren Einfluss auf die Einhüllende, die sich aus der Einzelspaltverteilung ergibt (vgl. Abschnitt 2.2.2). Die Steghöhe h beeinflusst maßgeblich den phasenschiebenden Charakter des Gitters und eine Veränderung führt zu einer veränderten Beugungseffizienz in allen propagierenden Beugungsordnungen. Für den Stegwinkel α ist eine anschauliche Interpretation schwieriger und kann am besten durch eine Veränderung der Richtung der spekularen Reflexion auf den Stegflanken erklärt werden. Der Einfluss der beiden Stegradien r_1 und r_2 auf den Reflexionsgrad ist nicht anschaulich zu erklären und kann nur durch die Veränderung der lokalen optischen Nahfelder des Gitters begründet werden.

3.2.2 Unsicherheitsanalyse der Charakterisierung der Gittergeometrie

Die Validierung der EUV-Spektrometrie für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter macht es im nächsten Schritt notwendig, die im vorangegangenen Abschnitt betrachtete Sensitivität mit der erreichbaren Messunsicherheit des Reflexionsgrades in Verbindung zu bringen. Nur wenn eine Veränderung des Reflexionsgrades auch gemessen werden kann, kann sie zur Charakterisierung der Geometrie eines nanoskaligen Gitters verwendet werden. Die relative Unsicherheit $\sigma_{v_i,rel}$ und die absolute Unsicherheit $\sigma_{v_i,abs}$ beschreiben die minimal messbare Veränderung der Geometrie eines nanoskaligen Gitters.

Die angenommene Messunsicherheit des Reflexionsgrads σ_R innerhalb des Messverfahrens beträgt für die vorliegende Unsicherheitsanalyse 2%, abgeleitet aus der Unsicherheit, die im kompakten EUV-Spektrometer erreicht wird (siehe Abschnitt 3.3.1). Wie in Abschnitt 3.3.1 ebenfalls diskutiert wird, ist die Unsicherheit einer Synchrotron-Großanlage mit $\sim 0,2\%$ deutlich kleiner, was entsprechend zu einer kleineren Unsicherheit in der Charakterisierung der Gitterparameter führt, wenn die Messung des Reflexionsgrads dort vorgenommen wird.

Tabelle 3.3 fasst die maximalen aus Abbildung 3.7 bis Abbildung 3.11 abgelesenen normierten Sensitivitäten im Spektralbereich zwischen 10 nm und 15 nm und die daraus mithilfe von Formel 3.2 und Formel 3.3 berechneten relativen und absoluten Unsicherheiten zusammen. Der betrachtete Spektralbereich entspricht dem in der experimentellen Validierung zugänglichen Spektralbereich.

Gitter-Parameter		Normierte Sensitivität		Relative Unsicherheit		Absolute Unsicherheit	
		$ s_{norm} $		$\sigma_{vi,rel} (\%)$		$\sigma_{vi,abs} (\text{nm oder } ^\circ)$	
		Gitter 1	Gitter 2	Gitter 1	Gitter 2	Gitter 1	Gitter 2
Stegbreite	w	8,0	1,30	0,25	1,54	0,13	0,39
Steghöhe	h	20	1,40	0,10	1,42	0,04	0,28
Stegwinkel	α	1,0	0,25	2,0	8,00	0,40	1,60
Oberer Stegradius	r_1	0,2	0,02	10	100	0,70	3,50
Unterer Stegradius	r_2	0,1	0,01	20	200	1,40	7,00

Tabelle 3.3 Normierte Sensitivität, relative Unsicherheit und absolute Unsicherheit der Gitterparameter-Charakterisierung: Die Tabelle fasst die maximalen aus den Abbildungen 3.7 bis 3.11 abgelesenen normierten Sensitivitäten im Spektralbereich zwischen 10 nm und 15 nm und die daraus mithilfe von Formel 3.2 und Formel 3.3 berechneten relativen und absoluten Unsicherheiten zusammen.

Die Ergebnisse in Tabelle 3.3 zeigen, dass die Sensitivitäten für Gitter 1 stets höher sind als für Gitter 2 beziehungsweise die Unsicherheiten stets kleiner sind. Dies ist begründet durch die geringere Strukturgröße von Gitter 2.

Für die Parameter w und h wird eine relative Unsicherheit von $\sim 1\%$ für Gitter 1 erreicht. Für Gitter 2 ist die relative Unsicherheit mit $\sim 1\%$ ungefähr eine Größenordnung höher. In beiden Fällen entspricht dies jedoch noch einer absoluten Unsicherheit von unter 1 nm. Die relative Unsicherheit für α liegt bei einigen Prozent sowohl für Gitter 1 als auch für Gitter 2. Dies entspricht absoluten Unsicherheiten von ungefähr 1° für beide Gitter. Die relative Unsicherheit für $r_{1,2}$ liegt bei einigen zehn Prozent für Gitter 1 und bei 100% und darüber für Gitter 2. Dies entspricht einer absoluten Unsicherheit von ~ 1 nm für Gitter 1 und einer absoluten Unsicherheit von mehreren Nanometern für Gitter 2. Die Unsicherheiten für die Stegradien müssen aber in Relation zu den niedrigen absoluten Werten der Radien von nur einigen Nanometern gesehen werden, was die hohen Werte erklärt.

Eine wichtige Bemerkung an dieser Stelle ist, dass es sich bei den Unsicherheitswerten um Unsicherheiten der Effektivwerte der Gitterparameter handelt (vgl. Abschnitt 2.1). Daher sind auch Werte im Bereich atomarer Abmessungen oder darunter ($\ll 1$ nm) nicht „unphysikalisch“ sondern stellen lediglich das Ergebnis einer Mittelung über eine Vielzahl von Gitterlinien dar.

Die erste Forschungsfrage kann anhand der Ergebnisse von Abschnitt 3.2 zum Teil positiv beantwortet werden. Es kann gezeigt werden, dass in der EUV-Spektrometrie messbare Sensitivitäten für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter existieren und diese deutlich höher ausfallen als bei

Charakterisierungsverfahren, die zum Stand von Wissenschaft und Technik zählen und sichtbare Wellenlängen verwenden.

Die erste Forschungsfrage schließt allerdings auch den Vergleich mit diffraktometrischen Verfahren wie SAXS ein, die Röntgenstrahlung als Messstrahlung nutzen, wie sie in Abschnitt 2.1.2 vorgestellt werden. Ein quantitativer Vergleich zwischen dem reflektometrischen Verfahren in dieser Arbeit und einem diffraktometrischen Verfahren wie SAXS ist jedoch schwierig. Selbst wenn SAXS deutlich niedrigere Unsicherheiten im Vergleich zur EUV-Spektrometrie erzielt, so bleiben jedoch die Vorteile der EUV-Spektrometrie hinsichtlich kleinerer erzielbarer Messflecke aufgrund der steileren Einfallswinkel [Fer18] und der erhöhten Verfügbarkeit kompakter Strahlungsquellen [Bun13, Ber99]. Diese Vorteile machen die EUV-Spektrometrie zu einem potentiellen Kandidaten für einen industriellen Einsatz, SAXS wird jedoch aufgrund der technischen Nachteile als nicht geeignet für den industriellen Einsatz erachtet [Bun17, Orj18].

3.3 Experimentelle Validierung in einem kompakten Messaufbau

In diesem Kapitel wird die EUV-Spektrometrie für die Vermessung nanoskaliger Gitter experimentell validiert. Dabei steht die Beantwortung der zweiten Forschungsfrage im Mittelpunkt:

2) Ist das Charakterisierungsverfahren experimentell in einem kompakten Messaufbau validierbar?

Um die Forschungsfrage zu beantworten wird im Folgenden ein nanoskaliges Gitter beispielhaft mittels eines kompakten EUV-Spektrometers und einer entsprechenden Modellanpassung charakterisiert und mit einer unabhängigen Charakterisierung mittels Rasterelektronenmikroskopie verglichen.

3.3.1 Kompaktes EUV-Spektrometer

Das kompakte EUV-Spektrometer des RWTH-TOS (siehe Abbildung 3.12) dient als Messaufbau für die Validierungsmessungen dieser Arbeit. Das EUV-Spektrometer wurde am RWTH-TOS als kompakter Messaufbau für die breitbandige Vermessung des Reflexionsgrades im EUV-Spektralbereich entwickelt [Ban09, Ban11]. Es erlaubt eine sowohl wellenlängen- als auch einfallswinkelaufgelöste Vermessung des Reflexionsgrades im EUV-Spektralbereich in einem kompakten Messaufbau, der nicht an einem Synchrotron-Strahlrohr angesiedelt ist. Die ursprüngliche Anwendung des Messaufbaus ist die Charakterisierung ultradünner Schichten im Nanometer- und Subnanometerbereich, wofür sie bereits erfolgreich eingesetzt wurde [Dan15, Try18, Bah19-2]. In dieser Arbeit wird dieser Messaufbau erstmalig für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter eingesetzt. Hierzu werden mit dem Aufbau

gemessene EUV-Reflexionsspektren mit der in Abschnitt 2.1 beschriebenen modellbasierten Methode für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter genutzt.

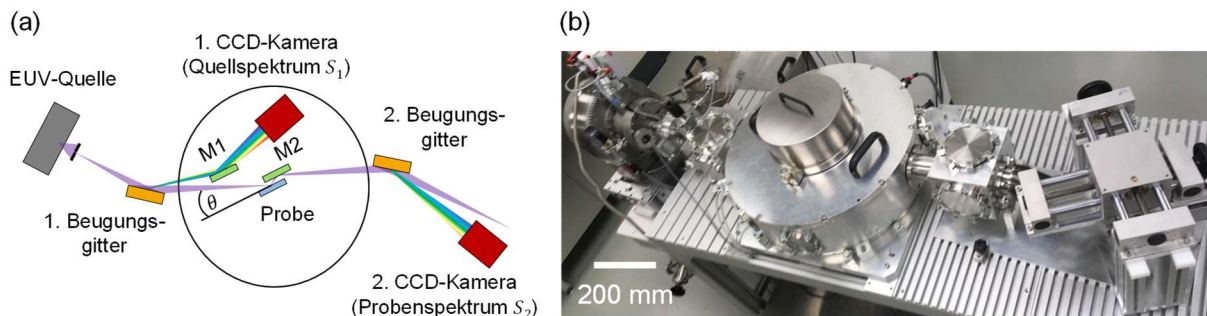


Abbildung 3.12 Kompaktes EUV-Spektrometer am Lehrstuhl RWTH-TOS: (a) schematische Darstellung des EUV-Spektrometers, mit den wichtigsten optischen Komponenten im Strahlengang und den zwei Umlenkspiegeln M1 und M2, (b) Foto des EUV-Spektrometers.

Das EUV-Spektrometer nutzt als EUV-Strahlungsquelle ein Gasentladungsplasma, wie es zum Stand der Technik für die Erzeugung extrem-ultravioletter Strahlung gehört [Ber99]. Das Plasma emittiert ein breitbandiges Wellenlängenspektrum im EUV-Spektralbereich. Über zwei hintereinander geschaltete Spektrographen wird ein Spektrum der EUV-Quelle vor der Reflexion (Quellspektrum S_1) und nach der Reflexion unter dem Einfallswinkel θ von der Probe (Probenspektrum S_2) aufgezeichnet und aus dem Verhältnis der Spektren der Reflexionsgrad der Probe als Funktion der Wellenlänge λ bestimmt. Eine Kalibration des EUV-Spektrometers findet anhand der Messung zweier Spektren einer Kalibrationsprobe statt, deren Reflexionsgrad $R_{\text{Kalibration}}$ mit einer Unsicherheit von $\sim 0,2\%$ am Synchrotron der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) charakterisiert wurde. Mithilfe der Kalibration können absolute Reflexionsgrade unbekannter Proben R_{Probe} gemessen werden gemäß

$$R_{\text{Probe}}(\theta; \lambda) = \frac{S_{1,\text{Probe}}(\theta; \lambda)}{S_{2,\text{Probe}}(\theta; \lambda)} \frac{S_{2,\text{Kalibration}}(\theta; \lambda)}{S_{1,\text{Kalibration}}(\theta; \lambda)} R_{\text{Kalibration}}(\theta; \lambda).$$

Formel 3.4 Berechnung des Reflexionsgrades aus den gemessenen Spektren

Der beschriebene Aufbau existierte in seiner Grundform bereits vor dieser Arbeit [Ban09, Ban11, Dan15] und wurde nicht durch den Autor realisiert. Für die Zwecke dieser Arbeit wurde der Aufbau vom Autor jedoch in einigen Aspekten wesentlich modifiziert [Bah17, Bah20-1]. Zur Vermessung nanoskaliger Liniengitter und um Mess- und Kalibrationsprobe in einem Vakuumpumpzyklus vermessen zu können, wurde ein neuer Probenhalter realisiert (siehe Abbildung 3.13) [Bah17].

Der Probenhalter erlaubt es, Proben unter einem beliebigen Azimutwinkel zu untersuchen und ist somit essentiell zur Vermessung von Proben mit directionalen Oberflächen (wie Liniengittern) unter einem definierten Azimutwinkel. Darüber hinaus können auf dem Probenhalter die Messprobe und die Kalibrationsprobe gleichzeitig montiert werden. So können Messprobe und Kalibrationsprobe innerhalb eines Vakuumpumpzyklus durch Rotation und anschließendes lineares Verfahren des

Probenhalters vermessen werden (siehe Abbildung 3.13 (a)). Dies hat sowohl kürzere Messzeiten zur Folge als auch die Tatsache, dass Positionsveränderungen der Vakuumkomponenten und damit der optischen Komponenten, verursacht durch den Pumpzyklus, keine Rolle spielen.

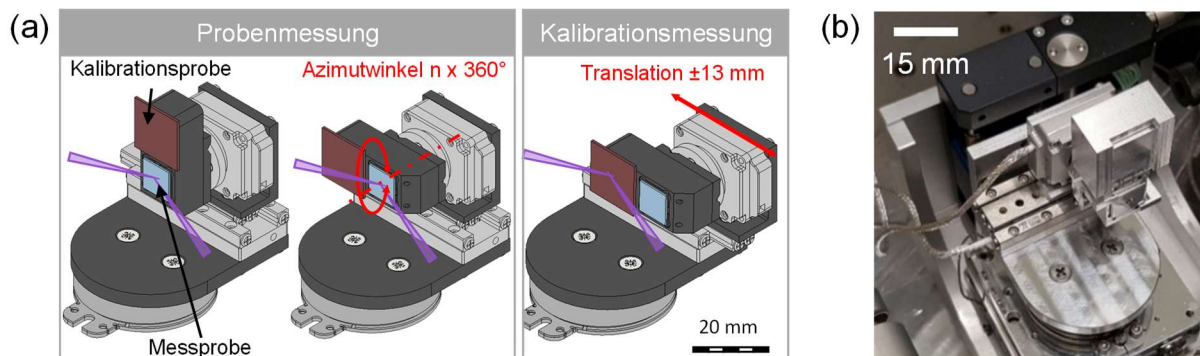


Abbildung 3.13 Probenhalter des EUV-Spektrometers: (a) dreidimensionale CAD-Darstellung des Probenhalters in verschiedenen Messpositionen. (b) Foto des Probenhalters.

Die Größe des Messflecks auf der Probe beträgt unter Normaleinfall $\sim 50 \mu\text{m}$ in der Einfallsebene [Bah20-1] (siehe Abbildung 3.14 (b) im Folgenden) und $\sim 3 \text{ mm}$ in der Richtung senkrecht zur Einfallsebene. In der Arbeit von Tryus et al. [Try19] wurde bereits eine für industrielle Anwendungen relevante Verkleinerung des Messflecks auf $< 50 \mu\text{m}$ im gleichen kompakten EUV-Spektrometer erfolgreich vorgenommen. Diese Verkleinerung führt aber zu einer geringeren Photonenzahl, die für die Messung zur Verfügung steht, und damit zu erhöhten Integrationszeiten der Messungen. Aufgrund der in dieser Arbeit zur Verfügung stehenden großflächigen Proben (siehe Abschnitt 3.3.2 unten) ist eine solche Verkleinerung des Messflecks hier nicht notwendig. Der Messstrahl weist zudem eine Divergenz $< 0.1^\circ$ auf. Dies ist jedoch im Rahmen der Messunsicherheit von $< 2\%$ auf den Reflexionsgrad, die im Folgenden diskutiert wird, zu vernachlässigen, wie Simulationen zeigen [Bah20-2].

In anderen Forschungsgruppen wurden ebenfalls kompakte Messaufbauten zur Vermessung des Reflexionsgrades im EUV-Spektralbereich realisiert [Gul92, Joh01, Dör12], die aber nicht zeitgleich einfallswinkel- und wellenlängenaufgelöst arbeiten und auch bisher nicht zur Charakterisierung nanoskaliger Gitter eingesetzt wurden.

Analyse der Messunsicherheit

Die Messunsicherheit auf den Reflexionsgrad σ_R , die mit dem kompakten EUV-Spektrometer erreicht wird, wird abgeschätzt auf $(\pm) < 2\%$. Im Folgenden werden die wesentlichen Einflussfaktoren auf die Messunsicherheit analysiert und vorgenommene Maßnahmen zur Verringerung der Messunsicherheit dargestellt. Im Anschluss wird eine Vergleichsmessung zu einer Referenzmessung des Synchrotrons der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) durchgeführt [Bah20-1], die die Abschätzung der Messunsicherheit bestätigt.

Die Messunsicherheit auf den Reflexionsgrad wird im kompakten EUV-Spektrometer maßgeblich von vier Einflussfaktoren bestimmt:

- 1) Fehlerhafte Strahljustage
- 2) Parasitäre Streustrahlung
- 3) Nichtlineare Verstärkung der EUV-Kameras aufgrund thermischer Effekte
- 4) Degradation der Kalibrationsprobe

Auf diese Aspekte wird im Folgenden eingegangen.

Fehlerhafte Strahljustage: Die Strahljustage des EUV-Spektrometers ist im Vergleich zu optischen Aufbauten, die für sichtbares Licht ausgelegt sind, durch die Notwendigkeit des Strahlengangs im Vakuum sowie die ausschließliche Detektierbarkeit von EUV-Strahlung durch spezielle EUV-sensitive Kameras erheblich erschwert.

Gegenüber früheren Versionen des EUV-Spektrometers wurden erstmals, unter anderem für die Zwecke dieser Arbeit, sowohl für die Detektion des Quellspektrums als auch für die Detektion des Probenspektrums flächige zweidimensionale EUV-Kameras eingesetzt (siehe Abbildung 3.14 (a)). Dies hat den Vorteil, dass der Messstrahl auch in der vertikalen Orientierung vollständig durch die EUV-Kameras detektiert wird. Zuvor wurde für das Quellspektrum ein Zeilensensor eingesetzt, der einen horizontalen Schnitt durch das Spektrum gelegt hat. Dieser Schnitt konnte zum einen in der vertikalen Orientierung verschoben sein und nicht die Mitte des Spektrums erfassen. Zum anderen konnte der Schnitt in nicht perfekt horizontaler Orientierung zum Spektrum orientiert gewesen sein. Beides hat zur Folge, dass eine effektiv veränderte spektrale Verteilung gemessen wird, was wiederum eine nicht korrekte Messung des Reflexionsgrades zur Folge hat. Durch die zweidimensionale Detektion des Spektrums können nun Fluktuationen in der vertikalen Position des Spektrums und eine nicht perfekt horizontal ausgerichtete Kamera erkannt und durch Anpassung der Justage ausgeglichen werden.

Weiterhin wurde eine Vermessung des Messflecks in der Probenposition durch Integration einer optional einsetzbaren, ebenfalls flächigen EUV-Kamera realisiert (siehe Abbildung 3.14 (b)). Diese EUV-Kamera ermöglicht eine verbesserte Grundjustage des Strahlengangs. Nur wenn der Einfallswinkel und die Abstände auf das erste Beugungsgitter hinreichend genau getroffen werden, weist der Messfleck unter Normaleinfall seine minimale Größe von $\sim 50 \mu\text{m}$ auf. Der kleinstmögliche Messfleck erleichtert die Justage der Messprobe, da keine Ausläufer des Messflecks außerhalb der Probenoberfläche auftreten und somit ein falscher Reflexionsgrad gemessen werden könnte. Auch die Justage des weiteren Strahlverlauf bis zum zweiten Beugungsgitter und zur zweiten EUV-Kamera wird damit genauer.

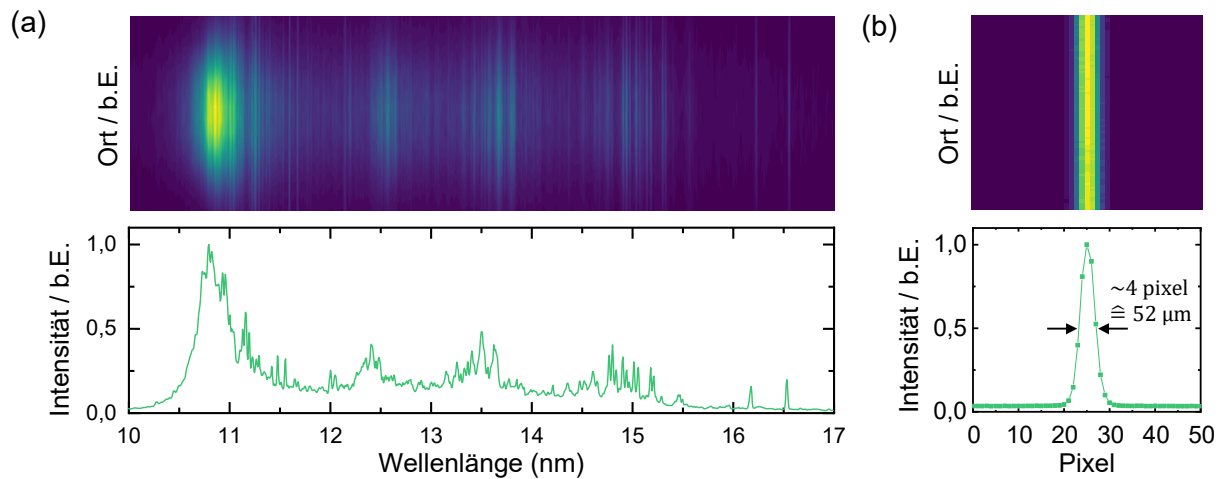


Abbildung 3.14 Zweidimensionale Bilder der EUV-Kameras: (a) zweidimensionales EUV-Spektrum wie es mit beiden eingesetzten flächigen EUV-Kameras typischerweise aufgenommen wird. (b) Messfleck in der Probenebene unter Normaleinfall aufgenommen mit optional in die Probenposition einsetzbarer EUV-Kamera.

Die Integration zweidimensionaler EUV-Kameras sowohl für die Aufnahme beider Spektren als auch für die Charakterisierung des Messflecks hat einen signifikanten Einfluss auf die Messunsicherheit. Eine genaue Quantifizierung des Effektes ist allerdings schwierig, da genaue Vorher-Nachher-Messungen sich als schwer durchführbar erwiesen haben und auch ein Zusammenspiel mit den anderen systematischen Unsicherheitsquellen berücksichtigt werden müsste. Abgeschätzt wird der Effekt der flächigen EUV-Kameras durch die Reduzierung von σ_R von vormals $\sim 10\%$ auf die in dieser Arbeit erreichten $< 2\%$, wobei diese Reduzierung in Kombination mit der in Punkt 2 beschriebenen baulichen Anpassung erreicht wurde.

Parasitäre Streustrahlung: Parasitäre Streustrahlung kann aufgrund verschiedener Ursachen im kompakten EUV-Spektrometer ein Hintergrund-Signal der EUV-Kameras erzeugen, das das Messergebnis verfälscht. Zum einen kann Streustrahlung dabei von der EUV-Plasmaquelle über mehrfache Reflexionen an den Wänden der Vakuumkammer und anderen Komponenten auf die EUV-Kameras gelenkt werden. Zum anderen können Oberflächenrauheiten der optischen Komponenten des EUV-Spektrometers sowie der Messprobe selbst zu einer Streuung von Anteilen des Messstrahls führen. Diese Streustrahlung kann ebenfalls über Reflexionen an der Vakuumkammer oder anderen Komponenten auf die EUV-Kameras treffen.

Beide Streustrahlungsquellen können durch eine „Einhausung“ des Messstrahls reduziert werden, die sicherstellt, dass innerhalb einer gewissen Toleranz nur der Messstrahl mit definiertem Winkel und Versatz von den optischen Komponenten bis auf die EUV-Kameras trifft. Im Rahmen dieser Arbeit wurden dazu zwei Strahlaperturen realisiert, die den Strahl an zwei Stellen begrenzen (siehe Abbildung 3.15). Die Stellen sind so gewählt, dass die Aperturen den Strahl an zwei Stellen effektiv begrenzen, an denen durch die nachfolgenden Komponenten die Wahrscheinlichkeit einer

störenden Reflexion besteht. Beide Aperturen sind motorisiert und lassen sich entsprechend dem Verlauf des Messstrahls anpassen, wenn dieser sich durch eine Veränderung der Grundjustage ändert.

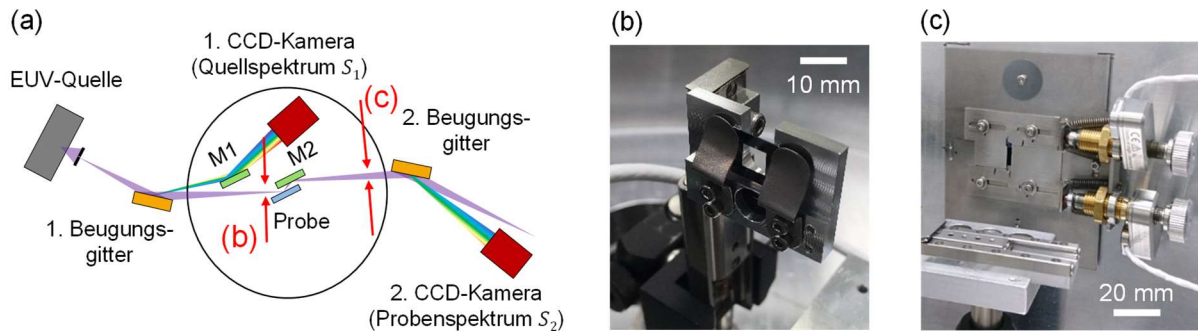


Abbildung 3.15 Aperturen im Strahlengang des kompakten EUV-Spektrometers: (a) schematische Darstellung des EUV-Spektrometers, mit den Positionen der beiden Aperturen in rot, (b) Foto der Apertur vor der Probe, (c) Foto der Apertur nach der Probe.

Durch die Integration flächiger EUV-Kameras und den Effekt der Streustrahlungs-Aperturen wird die Reduzierung von der relativen Messunsicherheit σ_R von vormals $\sim 10\%$ auf $< 2\%$ abgeschätzt.

Nichtlineare Verstärkung der EUV-Kameras aufgrund thermischer Effekte: Die erste EUV-Kamera (*Andor DX440*) des EUV-Spektrometers, die das Quellspektrum aufzeichnet, befindet sich aufgrund der mechanischen Gegebenheiten vollständig im Vakuum. Der dauerhafte Betrieb der Kamera über längere Zeiträume von mehreren Stunden hat zur Folge, dass die elektronische Verstärkung der EUV-Kamera aufgrund thermischer Effekte zeitlich nicht konstant ist und einen *Drift* aufweist. Dadurch sind auch die ermittelten Reflexionsgrade zeitlich nicht konstant und weisen einen *Drift* in der Größenordnung von mehreren Prozent pro Stunde auf. Abbildung 3.16 zeigt den *Drift* des Reflexionsgrads mit der Zeit, der durch eine wiederholte Messung bei ansonsten gleichen Messbedingungen ermittelt wurde.

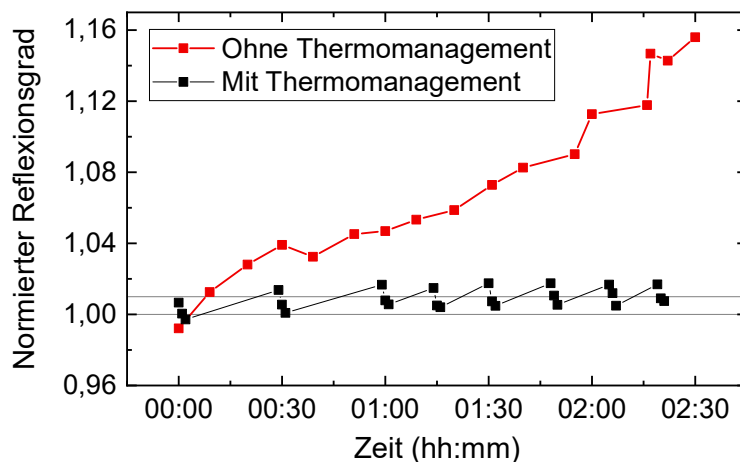


Abbildung 3.16 Thermischer Drift der EUV-Kamera: der Graph zeigt den gemessenen Reflexionsgrad als Funktion der Zeit für den Fall mit und ohne Thermomanagement der EUV-Kamera. Die zwei schwarzen Querlinien zeigen einen Bereich von einem Prozent Abweichung.

Erst durch eine verbesserte Wärmeabfuhr im Vakuum über ein wärmeleitendes Kupferkabel und durch aktives Ausschalten der Spannungsversorgung zwischen den Messungen sowie Pausen zwischen den Messungen von mindestens 10 Minuten (Thermomanagement), kann die isoliert durch diesen Effekt entstehende systematische Messunsicherheit auf $< 1\%$ reduziert werden. Darüber hinaus werden vor jeder Messung zwei Leermessungen vorgenommen um Ladungseffekte auszugleichen. Diese sind ebenfalls in Abbildung 3.16 eingezeichnet und führen zum stufenförmigen Verlauf. Diese Vorgehensweise wird in den Messungen in Abschnitt 3.3 beibehalten. Die zweite EUV-Kamera (*Andor Newton DO940P BN*) weist als Flanschkamera, bei der sich nur der Sensor und nicht die Elektronik im Vakuum befindet, ein solches Verhalten nicht auf.

Degradation der Kalibrationsprobe: Der Reflexionsgrad der Kalibrationsprobe $R_{\text{Kalibration}}$ hat sich, untermauert durch eine Degradationsstudie, als zeitlich nicht konstant erwiesen. Die Degradationsstudie (siehe Abbildung 3.17) vergleicht eine „frische“ Probe des Materials Palladium (Pd) mit einer Probe, die im EUV-Spektrometer für ~ 100 Stunden EUV-Bestrahlung ausgesetzt war. Palladium wird als Material der Kalibrationsprobe gewählt, da es sich als geeignetes Material für die streifende Reflexion im Extrem-Ultraviolett und zeitlich besonders stabil in seinen optischen Eigenschaften erwiesen hat [Mül17].

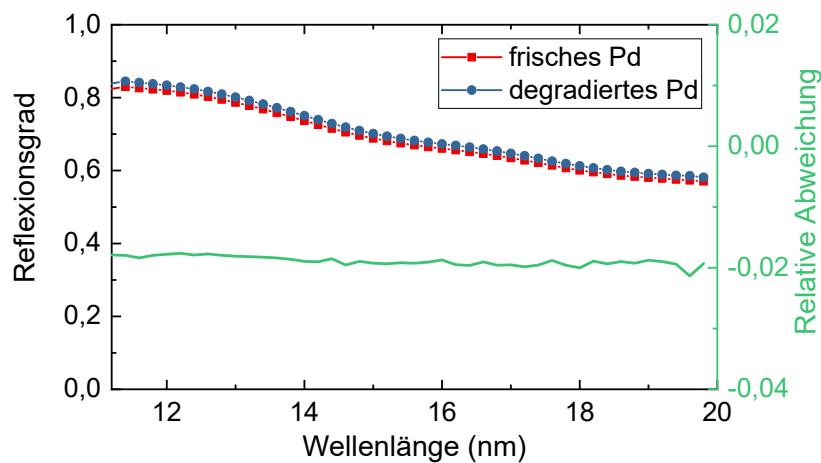


Abbildung 3.17 Einfluss der Degradation auf die Palladium-Kalibrationsprobe: Die linke Achse zeigt den Reflexionsgrad für eine frische Palladiumprobe im Vergleich zu einer Probe, die über ~ 100 Stunden mit EUV-Strahlung bestrahlt wurde. Die rechte Achse zeigt die relative Abweichung zwischen beiden Messungen.

Dennoch ist erkennbar, dass eine relative Abweichung zwischen den Reflexionsgraden vor und nach EUV-Bestrahlung von $\sim 2\%$ im betrachteten Wellenlängenbereich besteht. Um den Einfluss des Degradationseffektes auf die Messergebnisse des EUV-Spektrometers zu reduzieren wird daher eine bereits degradierte Probe am Synchrotron vermessen und anschließend als Kalibrationsprobe im EUV-Spektrometer eingesetzt. Es wird dabei angenommen, dass sich der Degradationseffekt auf den Reflexionsgrad aufgrund von typischerweise auftretenden Kohlenstoffkontaminationen mit der Zeit abschwächt [Shi09]. Der Effekt auf die Messunsicherheit wird so auf $< 1\%$ abgeschätzt.

Die vier genannten Punkte stellen den bekannten Teil der systematischen Messunsicherheit dar. Weitere Einflussquellen sind denkbar und müssen möglicherweise in zukünftigen Arbeiten identifiziert und betrachtet werden, um die kumulative systematische Messunsicherheit zu reduzieren. Durch die üblicherweise vorgenommene Mittelung in der Größenordnung von 100 Spektren wird die statistische Messunsicherheit reduziert auf $\ll 2\%$. Somit ist die systematische Messunsicherheit dominant. Die statistische Messunsicherheit ist daher für diese Arbeit nicht relevant und käme erst zum Tragen, wenn durch zukünftige Maßnahmen die systematische Messunsicherheit auf $\ll 2\%$ reduziert werden könnte.

Es verbleiben systematische Messunsicherheiten bei Einfallswinkel und Wellenlängenkalibration, die nach oben abgeschätzt werden können. Die Unsicherheit des Einfallswinkels wird zu $< 0.05^\circ$ durch eine Triangulationsmessung bestimmt und die Unsicherheit in der Wellenlängenkalibration aufgrund der Pixelierung der EUV-Kameras und der Charakteristika der detektierten Spektren auf $< 10 \text{ pm}$ [Bah20-2]. Für die in dieser Arbeit vorgenommenen Messungen haben diese Unsicherheiten jedoch einen im Rahmen der 2%-Messunsicherheit vernachlässigbaren Einfluss.

Die kumulative Messunsicherheit von $< 2\%$ stellt eine Abschätzung dar, die auf den oben genannten vier Punkten basiert. Zur Validierung dieser Abschätzung wird eine Referenzmessung einer Probe am Synchrotron der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) unter unterschiedlichen Einfallswinkeln zur Oberfläche durchgeführt ($\sim 0,2\%$ Messunsicherheit [Sch03]). Verglichen wird diese mit einer Messung der gleichen Probe (50 nm RuTa-Schicht auf Siliziumsubstrat) am kompakten EUV-Spektrometer des RWTH-TOS (siehe Abbildung 3.18) [Bah20-1].

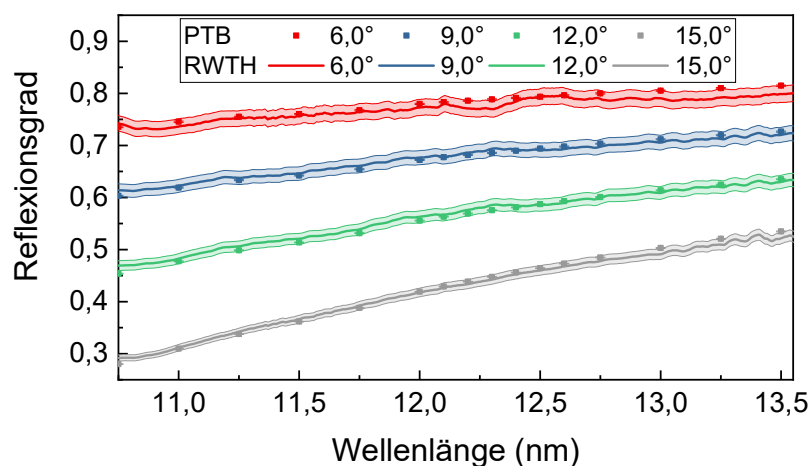


Abbildung 3.18 Vergleich mit Referenzmessung der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt: die Verläufe zeigen die Übereinstimmung des Reflexionsgrads gemessen mit dem kompakten EUV-Spektrometer im Rahmen der 2%-Messunsicherheit mit der Referenzmessung der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB). Die Legende zeigt die unterschiedlichen Einfallswinkel der Messstrahlung zur Oberfläche.

Es ist erkennbar, dass die mit dem kompakten EUV-Spektrometer des RWTH-TOS gemessenen Reflexionsgrade im Rahmen der als Band eingezeichneten Messunsicherheit von $\pm 2\%$ mit der

Referenzmessung der PTB übereinstimmen. Dies bestätigt die Abschätzung der Messunsicherheit zu $< 2\%$ im Wellenlängenbereich von 10,5 nm bis 13,6 nm. Für die umliegenden Spektralbereiche konnte kein sinnvoller Vergleich mit einer Referenzmessung durchgeführt werden. Dennoch scheint aus Sicht des Autors die Abschätzung der Messunsicherheit zu $< 2\%$ auch in den umliegenden Spektralbereichen gerechtfertigt.

3.3.2 Experimentelle Charakterisierung eines nanoskaligen Gitters

Der Reflexionsgrad eines nach den Nominalparametern von Gitter 1 hergestellten nanoskaligen Gitters (siehe Tabelle 3.1) aus $\alpha\text{-SiO}_2$ wird mit dem kompakten EUV-Spektrometer gemessen. Dabei wird eine Rasterung des Einfallswinkels zur Oberfläche θ und eine Rasterung der azimuthalen Orientierung φ vorgenommen.

Zur Aufnahme eines Reflexionsspektrums (Reflexionsgrad als Funktion der Wellenlänge) unter einem einzelnen Einfallswinkel werden jeweils 100 Quell- und Probenspektren simultan aufgenommen und anschließend gemittelt. Die Einzelspektren werden mit einer Integrationszeit von 20 ms aufgenommen, um jeweils einen Puls der mit 50 Hz betriebenen EUV-Quelle aufzuzeichnen. Von jedem Einzelspektrum wird eine Hintergrundmessung subtrahiert, um äußere Einflüsse und das Rauschen der CCD-Kameras zu eliminieren. Die so ermittelten Reflexionsverläufe sind in Abbildung 3.19 gezeigt. Sie weisen ein Band mit der Messunsicherheit von 2% auf.

An die experimentellen Ergebnisse werden Verläufe des Reflexionsgrads mithilfe eines rigorosen FEM-Modells (vgl. Abschnitt 2.2.3) angepasst unter Variation der Geometrie eines simulierten Gitters. Die Anpassungen werden entsprechend der in Abbildung 2.1 in Abschnitt 2.1 dargestellten Vorgehensweise mithilfe der Methode der kleinsten Quadrate vorgenommen. Dazu werden simulierte Reflexionsgrade entsprechend einem vordefinierten Raster ermittelt und mit den Messungen verglichen.

Abbildung 3.19 zeigt, dass sowohl eine Vergrößerung des Einfallswinkels zur Oberfläche θ als auch eine Vergrößerung des Azimutwinkels φ zu einer Abnahme des Reflexionsgrads führt. Ersteres lässt sich durch das Verhalten des Reflexionsgrades im streifenden Einfall erklären, wie es auch bei einem unstrukturierten Substrat auftritt. Zweiteres liegt an der Abschattungsproblematik (vgl. Abbildung 3.4), die zu einer erhöhten Absorption der einfallenden Messstrahlung in den Gitterstegen führt. Die Modellanpassungen weisen in weiten Teilen eine Übereinstimmung mit den Messungen auf, zeigen aber bei den höheren Winkeln Abweichungen. Die sich ergebenden Modellanpassungsparameter sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

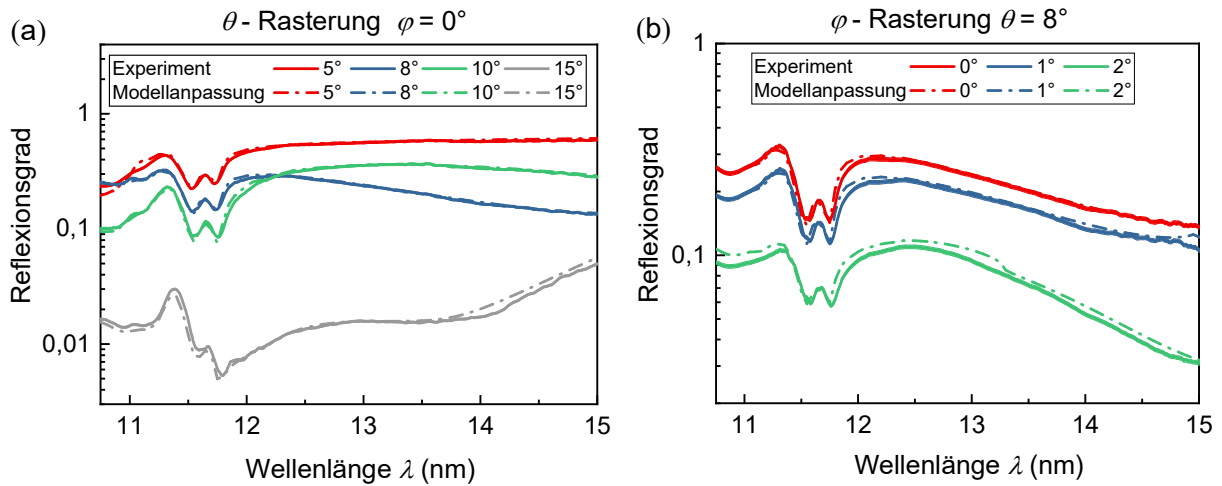


Abbildung 3.19 Reflexionsgrad des untersuchten Gitters in Experiment und Modellanpassung: (a) Rasterung des Einfallswinkels zur Oberfläche θ bei $\varphi = 0^\circ$, (b) Rasterung des Azimutwinkels φ bei $\theta = 8^\circ$, die 2%-Unsicherheit der Messungen ist mit einem Band um die Verläufe des Reflexionsgrads gekennzeichnet.

Die Geometrie des gleichen nanoskaligen Gitters wird mittels einer unabhängigen Charakterisierung durch Rasterelektronenmikroskopie (REM) bestimmt (siehe Abbildung 3.20). Die Werte der Gitterparameter werden in den Querschnittsaufnahmen der REM-Messung ermittelt und über einige zehn Gitterstege gemittelt (siehe Tabelle 3.4). Die beim Ablesen entstehenden Unsicherheiten werden abgeschätzt und mit aufgeführt.

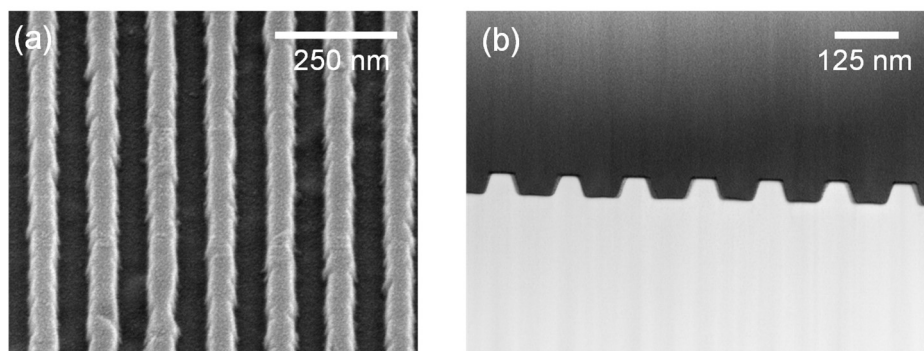


Abbildung 3.20 Rasterelektronenmikroskopie-Charakterisierung des nanoskaligen Gitters: (a) Draufsicht auf das nanoskalige Gitter, (b) Querschnittsaufnahme des nanoskaligen Gitters.

Tabelle 3.4 stellt zusammenfassend die Ergebnisse der FEM-Modellanpassung und die Ergebnisse der REM-Charakterisierung gegenüber.

Gitter-Parameter			FEM-Modellanpassung	REM-Charakterisierung
Stegbreite	w	(nm)	53,1	(50,0 ± 2,5)
Steghöhe	h	(nm)	40,6	(39,0 ± 1,0)
Stegwinkel	α	(°)	15,5	(18,0 ± 2,5)
Oberer Stegradius	r_1	(nm)	4,3	(7,0 ± 3,0)
Unterer Stegradius	r_2	(nm)	4,3	(7,0 ± 3,0)

Tabelle 3.4 Ergebnisse der Modellanpassung im Vergleich mit der REM-Charakterisierung.

Die Ergebnisse aus Tabelle 3.4 zeigen, dass die Ergebnisse der FEM-Modellanpassung nahe den Werten der REM-Charakterisierung liegen, aber nicht alle im Rahmen der Unsicherheiten mit der REM-Charakterisierung übereinstimmen.

Ein möglicher Grund hierfür sind systematische Abweichungen in der REM-Charakterisierung, die entweder durch Ablesefehler entstehen oder durch eine fehlerhafte Skalierung der REM-Aufnahmen. Dies ist jedoch unwahrscheinlich, da die Unsicherheiten der REM-Charakterisierung bereits großzügig abgeschätzt sind.

Ein anderer möglicher Grund ist die Tatsache, dass die vorgenommenen Modellanpassungen offensichtlich nicht vollständig mit den gemessenen Reflexionsgraden übereinstimmen (siehe Abbildung 3.19). Dies ist der wahrscheinlichste Grund. Die Gründe hierfür können sowohl auf Seiten des Experiments als auch auf Seiten des Modells liegen.

Auf Seiten des Experiments kann es unbekannte systematische Messunsicherheiten geben, die nicht durch die 2%-Messunsicherheit, die im kompakten EUV-Spektrometer angenommen wird, erfasst sind. Vor allem Streustrahlungseffekte können hier eine Rolle spielen. Ein Effekt, der in diesem Zusammenhang derzeit untersucht wird, ist ein unterschiedliches Streustrahlungsverhalten bei der Messung der Kalibrationsprobe im kompakten EUV-Spektrometer gegenüber der Messung des nanoskaligen Gitters, was durch unterschiedliche Rauheiten der Oberflächen begründet sein kann.

Auf Seiten des Modells gibt es weitere mögliche Gründe für die Abweichungen. Im FEM-Modell sind möglicherweise nicht alle Eigenschaften des nanoskaligen Gitters geeignet parametrisiert und mit den korrekten Werten versehen. Insbesondere Rauheiten der Oberfläche und ungleichmäßige Ränder der Gitterstege werden nicht mitberücksichtigt. Es gibt Vorarbeiten, die es rechtfertigen solche Rauheiten zu vernachlässigen, da sie keinen nennenswerten Einfluss auf die Beugungseffizienzen des Gitters im EUV-Spektralbereich haben [Bra12]. Solch eine Annahme ist aber stark probenabhängig und in anderen Arbeiten wird die Rauheit als Parameter mitberücksichtigt [Reh80, Gro12]. Ein weiteres mögliches Defizit des Modells sind die verwendeten optischen Konstanten, die möglicherweise nicht genau genug sind, was ebenfalls zu abweichenden Ergebnissen des Reflexionsgrads führen kann.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Die Entwicklungen der modernen Halbleiterfertigung stellen erhöhte sowie zum Teil neuartige Anforderungen an die in den Fertigungsverfahren eingesetzten messtechnischen Verfahren [Orj18]. In der Charakterisierung nanoskaliger Gitter, einer wichtigen messtechnischen Aufgabe innerhalb der Halbleiterfertigung, weisen zum Stand von Wissenschaft und Technik zählende Verfahren diesbezüglich Defizite auf [Bun17, Orj18, lee18].

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen auf, dass der Einsatz extrem-ultravioletter Strahlung für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter in einigen Aspekten Vorteile mit sich bringt gegenüber dem Einsatz von ultravioletter und sichtbarer Strahlung, wie es zum Stand von Wissenschaft und Technik zählt. Entsprechend der Zielsetzung dieser Arbeit, wird Spektrometrie im Extrem-Ultraviolett für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter erstmalig validiert.

Die Validierung der EUV-Spektrometrie für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter und ob diese Vorteile gegenüber dem Stand von Wissenschaft und Technik mit sich bringt, wird zunächst mithilfe einer quantitativ-simulativen Studie zur Sensitivität der EUV-Spektrometrie gegenüber der Geometrie nanoskaliger Gitter durchgeführt. Es zeigt sich, dass der Reflexionsgrad im EUV-Spektralbereich zum Teil über eine Größenordnung sensitiver auf Veränderungen der Geometrie eines nanoskaligen Gitters reagiert als der Reflexionsgrad im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich. Diese Sensitivität des Reflexionsgrades wird entsprechend erreichbarer Messunsicherheiten des Reflexionsgrads in der Praxis ($\sim 2\%$) auf eine Unsicherheit zur Bestimmung der Gittergeometrie übertragen. Die so ermittelten relativen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Parameter der Gittergeometrie im Bereich von 1% (~ 1 nm absolut) und zum Teil darunter entsprechen mindestens dem Stand von Wissenschaft und Technik [Orj18] und liegen zum Teil schon darunter. Geht man jedoch davon aus, dass die erreichbaren relativen Messunsicherheiten des absoluten Reflexionsgrads mittels kompakter EUV-Spektrometrie aufgrund anlagentechnischer Weiterentwicklungen in Zukunft noch verringert werden und sich hin zu den in Synchrotron-Großanlagen erreichten Werten von $\sim 0,2\%$ [Sch03] entwickeln, dann können auch Parameter der Gittergeometrie (Effektivwerte) mit einer relativen Unsicherheit von $\sim 0,1\%$ ($\sim 0,1$ nm absolut) oder sogar darunter bestimmt werden. Dies würde eine deutliche Verbesserung gegenüber dem Stand von Wissenschaft und Technik in der Scatterometrie bedeuten.

Der Vergleich mit dem Stand von Wissenschaft und Technik schließt auch den Vergleich mit dem diffraktometrischen Verfahren SAXS ein, das Röntgenstrahlung als Messstrahlung nutzt. Ein quantitativer Vergleich zwischen dem reflektometrischen Verfahren in dieser Arbeit und einem

diffraktometrischen Verfahren wie SAXS ist jedoch schwierig. Selbst wenn SAXS deutlich kleinere Unsicherheiten als die EUV-Spektrometrie erzielt, so verbleiben jedoch die Vorteile der EUV-Spektrometrie hinsichtlich kleinerer erzielbarer Messflecke aufgrund größerer Einfallswinkel der Messstrahlung [Fer18] und erhöhter Verfügbarkeit kompakter Strahlungsquellen [Bun13, Ber99]. Diese Vorteile machen EUV-Spektrometrie zu einem potentiellen Kandidaten für einen industriellen Einsatz, SAXS wird jedoch aufgrund der genannten technischen Nachteile nach wie vor als nicht geeignet für den industriellen Einsatz erachtet [Orj18].

Im nächsten Schritt wird eine experimentelle Validierung der EUV-Spektrometrie für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter vorgenommen. Die Messung des spekularen Reflexionsgrads eines nanoskaligen Gitters in einem kompakten EUV-Spektrometer und die anschließende erfolgreiche modellbasierte Charakterisierung der Gittergeometrie zeigen sowohl die potentielle Einsetzbarkeit als auch die Skalierbarkeit des Charakterisierungsverfahrens hinsichtlich des Messdurchsatzes, beispielsweise innerhalb industrieller Halbleitermesstechnik-Anwendungen. Es zeigen sich in weiten Teilen Übereinstimmungen zwischen den gemessenen und simulierten Reflexionsgraden sowie eine Übereinstimmung zwischen der modellbasierten Bestimmung einiger Parameter der Gittergeometrie und einer unabhängigen Bestimmung der Geometrie mittels Rasterelektronenmikroskopie. Einige Parameter der Gittergeometrie stimmen jedoch im Rahmen der Unsicherheiten nicht überein. Mögliche Gründe für verbleibende Abweichungen zwischen der modellbasierten Bestimmung der Geometrie und der Bestimmung mittels Rasterelektronenmikroskopie, beispielsweise Unsicherheiten im Modell, werden diskutiert.

Darüber hinaus wird das eingesetzte kompakte EUV-Spektrometer hinsichtlich seiner Messunsicherheit charakterisiert. Die wesentlichen Einflussfaktoren auf die Messunsicherheit werden identifiziert und durch verschiedene Maßnahmen reduziert. Anschließend wird die relative Messunsicherheit auf den absoluten Reflexionsgrad mithilfe entsprechender Messungen auf einen Wert von $< 2\%$ abgeschätzt und mithilfe einer Referenzmessung an einem Synchrotron (rel. Messunsicherheit $\sim 0,2\%$) verifiziert.

Abschließend kann zusammengefasst werden, dass die Vielzahl an Materialien und Strukturtypen in der Halbleitertechnik es zwar nicht ermöglicht, alle möglichen Praxisfälle der Halbleitermesstechnik in der Validierung der EUV-Spektrometrie für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter in dieser Arbeit abzudecken. Die Validierung anhand des betrachteten vereinfachten Modellsystems ermöglicht es aus Sicht des Autors aber dennoch, generelle Abhängigkeiten abzuleiten und auf unterschiedliche Praxisfälle zu übertragen.

Ausblick

Die erfolgreiche Validierung der EUV-Spektrometrie für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter in dieser Arbeit zeigt zunächst lediglich deren generelle Einsetzbarkeit. Diese Arbeit konnte in einigen Aspekten Vorteile des Charakterisierungsverfahrens gegenüber dem Stand von Wissenschaft und Technik aufzeigen. Für den Einsatz in einem industriellen Umfeld müssen allerdings weitere Entwicklungsschritte unternommen werden. Um Potentiale sowie Limitierungen der EUV-Spektrometrie für die Charakterisierung nanoskaliger Gitter weiter zu erforschen, werden im Folgenden mögliche weitere Arbeitspunkte diskutiert.

Im Bereich der Grundlagen müssen Sensitivitätsanalysen an komplexeren Gitterstrukturen durchgeführt werden, die insbesondere auf unter der Gitteroberfläche verborgene Strukturen abzielen, einer wichtigen Entwicklung moderner Halbleitertechnik [Bun17, Orj18]. Die sich stellende Frage ist, inwieweit EUV-Strahlung trotz seiner vergleichsweise geringen Eindringtiefe in Materie eine Sensitivität, beispielsweise im Reflexionsgrad, gegenüber solchen Strukturen aufweist.

Bei der modellbasierten Charakterisierung nanoskaliger Gitter aus gemessenen Reflexionsgraden im EUV-Spektralbereich werden in dieser Arbeit noch keine Korrelationen zwischen den Parametern betrachtet. Diese Korrelationen können zu einer Erhöhung der Unsicherheit in der Rekonstruktion der Gitterparameter führen. Die Annahme ist jedoch, dass eine Aufnahme des Reflexionsgrads unter einer Vielzahl an verschiedenen Beleuchtungsparametern diese Korrelationen aufbrechen kann, wie dies gängige Praxis in der Scatterometrie mittels sichtbarer Strahlung ist [Bun13, Su15]. Dies sollte in zukünftigen Studien genauer untersucht werden.

Weiterhin müssen Rauheiten mit in die verwendeten Modelle der Gitterbeugung implementiert werden, um ein genaueres Abbild der realen Gittereigenschaften im Modell zu erzielen und so die Übereinstimmung von Experiment und Modellanpassung zu erhöhen. Dazu sollte untersucht werden, welchen Einfluss Rauheiten verschiedener Ortsfrequenz und Amplitude auf den Reflexionsgrad und die Beugungseffizienzen nanoskaliger Gitter im EUV-Spektralbereich haben.

Bei der experimentellen Vermessung der Reflexionsgrade nanoskaliger Gitter im EUV-Spektralbereich und der anschließenden modellbasierten Charakterisierung der Gittergeometrie weist bisher nur der experimentelle Verlauf des Reflexionsgrads eine Unsicherheit auf ($\sim 2\%$ in dieser Arbeit). Zukünftig sollte auch für die ermittelten Ergebnisse der Modellanpassung eine Unsicherheit berechnet werden, die sowohl die experimentelle Unsicherheit mitberücksichtigt als auch im Modell entstehende Unsicherheiten, beispielsweise durch Messunsicherheiten der im Modell verwendeten optischen Konstanten. Die Betrachtung und Fortpflanzung von Unsicherheiten der optischen Konstanten auf die

Charakterisierung von Gitterparametern ist im Rahmen rigoroser elektromagnetischer Modelle jedoch sehr aufwändig.

Im Hinblick auf zukünftige Anforderungen im Rahmen eines industriellen Einsatzes sollte bei der praktischen Umsetzung kompakter EUV-Spektrometrie eine weitere Verringerung der Messunsicherheit des Reflexionsgrads angestrebt werden, um sich an die in Synchrotron-Großanlagen erzielten Unsicherheiten im Subprozent-Bereich ($\sim 0,2\%$) [Sch03] anzunähern. Wesentliche Einflussfaktoren auf die Messunsicherheit im kompakten EUV-Spektrometer und einige durchgeführte Maßnahmen zur Reduktion dieser werden bereits in dieser Arbeit diskutiert. Es verbleiben jedoch weitere mögliche Einflussfaktoren, insbesondere im Bereich parasitärer (Streu-)Strahlung. Auch die bereits vorgenommenen Maßnahmen, wie zum Beispiel das Thermomanagement der eingesetzten EUV-Kameras, sollten weiter verfolgt werden.

5 Literaturverzeichnis

[Act20] Active Fibers Systems GmbH, „Product Sheet: High-flux XUV beam lines“, Internetdokument abgerufen am 06.09.2020: https://www.afs-jena.de/images/Flyer_XUV_web.pdf (2020).

[Att16] D. Attwood, A. Sakdinawat, L. Geniesse, [X-rays and extreme ultraviolet radiation. Principles and applications], Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom & New York, NY (2016).

[Bah17] L. Bahrenberg, S. Danylyuk, P. Loosen, S. Brose, J. Stollenwerk, E. Gallagher, I. Pollentier, M. Timmermans, „Characterization of pellicle membranes by lab-based spectroscopic reflectance and transmittance measurements in the extreme ultraviolet“, Proc. SPIE 10450, 104501L (2017).

[Bah19-1] L. Bahrenberg, S. Danylyuk, R. Michels, S. Glabisch, M. Ghafoori, S. Brose, J. Stollenwerk, P. Loosen, „Spectroscopic reflectometry in the EUV for critical dimension metrology“, Proc. SPIE 10959, 109591X (2019).

[Bah19-2] L. Bahrenberg, S. Glabisch, M. Ghafoori, S. Brose, S. Danylyuk, J. Stollenwerk, P. Loosen, „Laboratory-based EUV spectroscopy for the characterization of thin films, membranes and nanostructured surfaces“, Proc. SPIE 11147, 111471X (2019).

[Bah20-1] L. Bahrenberg, S. Glabisch, S. Danylyuk, M. Ghafoori, S. Schroeder, S. Brose, J. Stollenwerk, P. Loosen, „Nanoscale grating characterization through EUV spectroscopy aided by machine learning techniques“, Proc. SPIE 11325, 113250X (2020).

[Bah20-2] L. Bahrenberg, S. Danylyuk, S. Glabisch, M. Ghafoori, S. Schröder, S. Brose, J. Stollenwerk, P. Loosen, „Characterization of nanoscale gratings by spectroscopic reflectometry in the extreme ultraviolet with a stand-alone setup“, Opt. Express 28(14), 20489–20502 (2020).

[Ban09] M. Banyay, L. Juschkina, „Table-top reflectometer in the extreme ultraviolet for surface sensitive analysis“, Appl. Phys. Lett. 94(6), 63507 (2009).

[Ban11] M. Banyay, „Surface and Thin Film Analysis by Spectroscopic Reflectometry with Extreme Ultraviolet Emitting Laboratory Sources“, Dissertation RWTH Aachen (2011).

[Bat90] K.-J. Bathe, [Finite-Elemente-Methoden. Matrizen und lineare Algebra, die Methode der finiten Elemente, Lösung von Gleichgewichtsbedingungen und Bewegungsgleichungen], Springer, Berlin (1990).

[Ber99] K. Bergmann, G. Schriever, O. Rosier, M. Müller, W. Neff, R. Lebert, „Highly repetitive, extreme-ultraviolet radiation source based on a gas-discharge plasma“, Appl. Opt. 38(25), 5413–5417 (1999).

- [Ber04] R. Berger, J. Kauffmann, N. Kerwien, W. Osten, H. Tiziani, „Rigorous Beugungssimulation: Ein Vergleich zwischen RCWA, FDTD und der Finiten Elemente Methode“, DGaO-Proceedings (2004).
- [Bod16] B. Bodermann, G. Ehret, J. Endres, M. Wurm, „Optical dimensional metrology at Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) on deep sub-wavelength nanostructured surfaces“, Surf. Topogr.: Metrol. Prop. 2(4), 24014 (2016).
- [Boe16] A. J. den Boef, “Optical wafer metrology sensors for process-robust CD and overlay control in semiconductor device manufacturing”, Surf. Topogr.: Metrol. Prop. 4(15), 023001 (2016).
- [Bor16] M. Born, E. Wolf, A. B. Bhatia, [Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light.], Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom & New York, NY (2016).
- [Bra12] C. Braig, L. Fritsch, T. Käsebier, E.-B. Kley, C. Laubis, Y. Liu, F. Scholze, and A. Tünnermann, “An EUV beamsplitter based on conical grazing incidence diffraction”, Opt. Express 20(2), 1825–1838 (2012).
- [Bun13] B. Bunday, T. A. Germer, V. Vartanian, A. Cordes, A. Cepler, C. Settens, „Gaps analysis for CD metrology beyond the 22nm node“, Proc. SPIE 8681, 86813B (2013).
- [Bun14] B. Bunday, A. Cepler, A. Cordes, A. Arceo, „CD-SEM metrology for sub-10nm width features“, Proc. SPIE 9050, 90500T (2014).
- [Bun16] B. Bunday, „HVM metrology challenges towards the 5nm node“, Proc. SPIE 9778, 97780E (2016).
- [Bun17] B. Bunday, E. Solecky, A. Vaid, A. F. Bello, X. Dai, „Metrology capabilities and needs for 7nm and 5nm logic nodes“, Proc. SPIE 10145, 101450G (2017).
- [Bur08] S. Burger, L. Zschiedrich, F. Schmidt, P. Evanschitzky, A. Erdmann, “Benchmark of rigorous methods for electromagnetic field simulations”, Proc. SPIE 7122, 71221S (2008).
- [Chi02] W.-Y. Ching, S.-D. Mo, Y. Chen, „Calculation of XANES/ELNES Spectra of All Edges in Si₃N₄ and Si₂N₂O“, J. Am. Ceram. Soc. 85(1), 11–15 (2002).
- [Cir17] A. Cirri, J. Husek, S. Biswas, L. Baker, „Achieving Surface Sensitivity in Ultrafast XUV Spectroscopy: M_{2,3} -Edge Reflection–Absorption of Transition Metal Oxides“, J. Phys. Chem. C 29(121), 15861–15869 (2017).
- [Dan15] S. Danylyuk, S. Herbert, P. Loosen, R. Lebert, A. Schäfer, J. Schubert, M. Tryus, L. Juschkina, „Multi-Angle Spectroscopic Extreme Ultraviolet Reflectometry for Analysis of Thin Films and Interfaces“, Phys. Status Solidi C 12(3), 318–322 (2015).

- [Del93] T. Delort, D. Maystre, „Finite-element method for gratings“, J. Opt. Soc. Am. A 12(10), 2592–2601 (1993).
- [Del09] L. Deldossi, D. Zappa, “ISO 5725 and GUM: comparison and comments”, Accred. Qual. Assur. 14, 159–166 (2009).
- [Din99] DIN Deutsches Institut für Normung e.V., „DIN V ENV 13005 - Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen (Deutsche Fassung)“, Beuth Verlag GmbH (1999). (Dokument zurückgezogen)
- [Din97] DIN Deutsches Institut für Normung e.V., „DIN ISO 5725-1:1997-11 - Genauigkeit (Richtigkeit und Präzision) von Meßverfahren und Meßergebnissen - Teil 1: Allgemeine Grundlagen und Begriffe (ISO 5725-1:1994)“, Beuth Verlag GmbH (1997).
- [Din02-1] DIN Deutsches Institut für Normung e.V., “DIN ISO 5725-5:2002-11 Accuracy (trueness and precision) of measurement methods and results - Part 5: Alternative methods for the determination of the precision of a standard measurement method (ISO 5725-5:1998)”, Beuth Verlag GmbH (2002).
- [Din02-2] DIN Deutsches Institut für Normung e.V., „DIN ISO 5725-2:2002-12 Genauigkeit (Richtigkeit und Präzision) von Messverfahren und Messergebnissen - Teil 2: Grundlegende Methode für Ermittlung der Wiederhol- und Vergleichpräzision eines vereinheitlichten Messverfahrens (ISO 5725-2:1994 einschließlich Technisches Korrigendum 1:2002)“, Beuth Verlag GmbH (2002).
- [Din03] DIN Deutsches Institut für Normung e.V., „DIN ISO 5725-4:2003-01 Accuracy (trueness and precision) of measurement methods and results - Part 4: Basic methods for the determination of the trueness of a standard measurement method (ISO 5725-4:1994)“, Beuth Verlag GmbH (2003).
- [Dör12] S. Döring, F. Hertlein, A. Bayer, K. Mann, „EUV reflectometry for thickness and density determination of thin film coatings“, Appl. Phys. A 107(4), 795–800 (2012).
- [Eva07] P. Evanschitzky, A. Erdmann, „Fast near field simulation of optical and EUV masks using the waveguide method“, Proc. SPIE 6533, 65330Y (2007).
- [Fan41] U. Fano, „The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves)“, J.O.S.A (Journal of the Optical Society of America) 3(31), 213–222 (1941).
- [Fer18] A. Fernández Herrero, H. Mentzel, V. Soltwisch, S. Jaroslawzew, C. Laubis, F. Scholze, „EUV-angle resolved scatter (EUV-ARS)“, Proc. SPIE 10585, 105850P (2018).

- [Fil99] E. Filatova, V. Lukyanov, R. Barchewitz, J-M. Andre, M. Idir, P. Stemmler, „Optical constants of amorphous SiO₂ for photons in the range of 60–3000 eV”, *J. Phys. Condens. Matter* 11, 3355–3370 (1999).
- [Fox12] M. Fox, [Optical Properties of Solids], Oxford Univ. Press, Oxford, UK (2012).
- [Fro17] Frost & Sullivan, „Analysis of Global Lithography Metrology Equipment Market, Forecast to 2021” (2017).
- [Fue07] T. Fuehner, T. Schnattinger, G. Ardelean, A. Erdmann, „Dr.LiTHO – A Development and Research Lithography Simulator”, *Proc. SPIE* 6520 (2007).
- [Goh10] E. Goh, T. Chen, C. Sun, Y. Liu, „Thickness effect on the band gap and optical properties of germanium thin films”, *Journal of Applied Physics* 107(2), 24305 (2010).
- [Gre93] D. Gremaux, N. Gallagher, „Limits of scalar diffraction theory for conducting gratings”, *Appl. Opt.* 32(11), 1948–1953 (1993).
- [Gro12] H. Gross, M.-A. Henn, S. Heidenreich, A. Rathsfeld, and M. Bär, “Modeling of line roughness and its impact on the diffraction intensities and the reconstructed critical dimensions in scatterometry”, *Appl. Opt.* 51(30), 7384–7394 (2012).
- [Gul92] E. Gullikson, „A soft x-ray/EUV reflectometer based on a laser produced plasma source”, *Journal of X-Ray Science and Technology* 3(4), 283–299 (1992).
- [Hen93] B. Henke, E. Gullikson, J. Davis, „X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission and reflection”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 54, 181–342 (1993).
- [Ho07] D. Ho, C. Wang, E. Lin, R. Jones, W.-I. Wu, D. Seiler, A. Diebold, R. McDonald, C. Garner, D. Herr, R. Khosla, E. Secula, „A Laboratory Scale Critical-Dimension Small-Angle X-ray Scattering Instrument”, *AIP Conference Proceedings* 931(1), 382–386 (2007).
- [Hu04] T. Hu, R. Jones, W. Wu, E. Lin, Q. Lin, D. Keane, S. Weigand, J. Quintana, „Small angle x-ray scattering metrology for sidewall angle and cross section of nanometer scale line gratings”, *Journal of Applied Physics* 96(4), 1983–1987 (2004).
- [Hua04] H.-T. Huang, F. L. Terry Jr, “Spectroscopic ellipsometry and reflectometry from gratings (Scatterometry) for critical dimension measurement and in situ, real-time process monitoring”, *Thin Solid Films* 455–456, 828–836 (2004).
- [Hus17-1] J. Husek, A. Cirri, S. Biswas, L. Baker, „Surface electron dynamics in hematite (α -Fe₂O₃): correlation between ultrafast surface electron trapping and small polaron formation”, *Chemical science* 12(8), 8170–8178 (2017).

- [Hus17-2] D. Hussain, K. Ahmad, J., Song, H. Xie, "Advances in the atomic force microscopy for critical dimension metrology", *Meas. Sci. Technol.* 28, 012001 (2017)
- [lee18] IEEE, „2017 International Roadmap for Devices and Systems (IRDS) - Metrology“, Internetdokument abgerufen am 06.09.2020
https://irds.ieee.org/images/files/pdf/2017/2017IRDS_MET.pdf (2018).
- [Iso08] Internationale Organisation für Normung, "ISO/IEC Guide 98-3:2008: Uncertainty of measurement – Part 3: Guide to the expression of uncertainty in measurement", ISO (2008).
- [Joh01] G. Johansson, M. Berglund, F. Eriksson, J. Birch, H. M. Hertz, „Compact soft x-ray reflectometer based on a line-emitting laser-plasma source“, *Review of Scientific Instruments* 72(1), 58–62 (2001).
- [Jon03] R. Jones, T. Hu, E. Lin, W.-I. Wu, R. Kolb, D. Casa, P. Bolton, G. Barclay, „Small angle x-ray scattering for sub-100 nm pattern characterization“, *Appl. Phys. Lett.* 19(83), 4059–4061 (2003).
- [Kam11] V. Kamineni, A. Diebold, „Electron-phonon interaction effects on the direct gap transitions of nanoscale Si films“, *Appl. Phys. Lett.* 99(15), 151903 (2011).
- [Kap18] C. Kaplan, P. Kraus, A. Ross, M. Zürich, S. Cushing, M. Jager, H.-T. Chang, E. Gullikson, D. Neumark, S. Leone, „Femtosecond tracking of carrier relaxation in germanium with extreme ultraviolet transient reflectivity“, *Phys. Rev. B* 20(97), 205202 (2018).
- [Kla19] R. Klas, W. Eschen, A. Kirsche, J. Rothhardt, and J. Limpert, "Generation of coherent broadband high photon flux continua in the XUV with a sub- two-cycle fiber laser“, *Opt. Express* 28, 6188–6196 (2019).
- [Kle78] H. Kleinknecht, H. Meier, „Optical monitoring of the etching of SiO and SigN, on Si by the use of grating test patterns“, *J. Electrochem. Soc.* 125(5), 798–803 (1978).
- [Kml20] KMLabs, Inc., „Datasheet: XUUS – high harmonic generation source for EUV and soft X-ray“ Internetdokument abgerufen am 06.09.2020 <https://www.kmlabs.com/product/xuus/> (2020).
- [Ku16] Y.-S. Ku, C.-L. Yeh, Y.-C. Chen, C.-W. Lo, W.-T. Wang, M.-C. Chen, „EUV scatterometer with a high-harmonic-generation EUV source“, *Opt. Express* 24, 28014–28025 (2016).
- [Ku18] Y.-S. Ku, W.-T. Wang, M.-C. Chen, C.-L. Yeh, C.-W. Lo, „Development of extreme ultraviolet scatterometer using multiple orders of high-harmonic generation“, *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* 17(1), 1–5 (2018).
- [Lal96] P. Lalanne, G. M. Morris, „Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization“, *J. Opt. Soc. Am. A* 4(13), 779–784 (1996).

- [Lal97] P. Lalanne, D. Lemerrier-Lalanne, „Depth dependence of the effective properties of subwavelength gratings“, *J. Opt. Soc. Am. A* 14(2), 450–458 (1997).
- [Loe77] E. Loewen, M. Neviere, D. Maystre, „Grating efficiency theory as it applies to blazed and holographic gratings“, *Appl. Opt.* 10(16), 2711–2721 (1977).
- [Mac11] C. A. Mack, „Fifty years of Moore’s law“, *IEEE Trans. Semicond. Manuf.* 24, 202–207 (2011).
- [Mad16] M. Madsen, P. Hansen, „Scatterometry-fast and robust measurements of nano-textured surfaces“, *Surf. Topogr.: Metrol. Prop.* 4(2), 023003 (2016).
- [May82] D. Maystre, „General study of grating anomalies from electromagnetic surface modes“, in *Electromagnetic Surface Modes*, A. Boardman (Herausgeber), Kapitel 17, John Wiley (1982).
- [Mic86] A. Michette, [Optical Systems for Soft X Rays], Springer US, Boston (1986).
- [Moh81] M. Moharam, T. Gaylord, „Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction“, *J. Opt. Soc. Am.* 7(71), 811–818 (1981).
- [Moh82] M. Moharam, T. Gaylord, „Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings“, *J. Opt. Soc. Am. A* 72(10), 1385–1392 (1982).
- [Moh95] M. Moharam, D. Pommet, E. Grann, „Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach“, *J. Opt. Soc. Am. A* 12(5), 1077–1086 (1995).
- [Moo65] G. E. Moore, „Cramming more components onto integrated circuits“, *Electronics* 38(8) (1965).
- [Mor05] J. Moreno, B. Garrido, P. Pellegrino, C. Garcia, J. Arbiol, J. Morante, P. Marie, F. Gourbilleau, R. Rizk, „Size dependence of refractive index of Si nanoclusters embedded in SiO₂“, *Journal of Applied Physics* 98(1), 13523 (2005).
- [Mül17] R. Müller, S. Yulin, P. Naujok, N. Kaiser, A. Tünnermann, „Optical properties and oxidation resistance of different transition metals for soft X-ray and EUV applications“, *Thin Solid Films* 624, 1–6 (2017).
- [Nev80] M. Neviere, J. Flmand, „Electromagnetic theory as it applies to X-ray and XUV gratings“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 172, 273–279 (1980).
- [Omu16] S. O’Mullane, N. Keller, A. C. Diebold, „Modeling ellipsometric measurement of three-dimensional structures with rigorous coupled wave analysis and finite element method simulations“, *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* 15, 044003 (2016).

- [Orj07] N. Orji, R. Dixon, A. Martinez, B. Bunday, J. Allgair, T. Vorburger, „Progress on implementation of a reference measurement system based on a critical-dimension atomic force microscope“, *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* 2(6), 23002 (2007).
- [Orj16] N. Orji, R. G. Dixon, D. I. Garcia-Gutierrez, B. D. Bunday, M. Bishop, M. W. Cresswell, R. A. Allen, J. A. Allgair, „Transmission electron microscope calibration methods for critical dimension standards“, *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* 15(4), 044002 (2016).
- [Orj18] N. Orji, M. Badaroglu, B. Barnes, C. Beitia, B. Bunday, U. Celano, R. Kline, M. Neisser, Y. Obeng, A. Vladar, „Metrology for the next generation of semiconductor devices“, *Nature Electronics* 1, 532–547 (2018).
- [Pal85] E. D. Palik, [Handbook of optical constants of solids], Academic (1985).
- [Pas04] L. Pasquali, A. de Luisa, S. Nannarone, „The UHV Experimental Chamber For Optical Measurements (Reflectivity and Absorption) and Angle Resolved Photoemission of the BEAR Beamline at ELETTRA“, *AIP Conference Proceedings* 705(1142), 1142–1145 (2004).
- [Pfl17] M. Pflüger, V. Soltwisch, J. Probst, F. Scholze, M. Krumrey, „Grazing Incidence Small Angle X-Ray Scattering (GISAXS) on Small Targets Using Large Beams“, *IUCrJ* 4(4), 431–438 (2017).
- [Pom07] J. Pomplun, S. Burger, L. Zschiedrich, F. Schmidt, „Adaptive finite element method for simulation of optical nano structures“, *Phys. Stat. Sol. B* 244(10), 3419–3434 (2007).
- [Pop02] E. Popov, M. Neviere, B. Gralak, G. Tayeb, „Staircase approximation validity for arbitrary-shaped gratings“, *J. Opt. Soc. Am. A* 1(19), 33–42 (2002).
- [Pos08] M. Postek, A. Vladár, „Helium ion microscopy and its application to nanotechnology and nanometrology“, *Scanning* 30(6), 457–462 (2008).
- [Pos11] M. Postek, A. Vladár, C. Archie, B. Ming, „Review of current progress in nanometrology with the helium ion microscope“, *Meas. Sci. Technol.* 22(2), 24004 (2011).
- [Ray95] C. Raymond, M. Mumane, S. Sohail, H. Naqvi, J. McNeil, „Metrology of subwavelength photoresist gratings using optical scatterometry“, *J. Vac. Sci. Technol. B* 13(4), 1484–1495 (1995).
- [Ray05] C. Raymond, „Overview Of Scatterometry Applications In High Volume Silicon Manufacturing“, *AIP Conference Proceedings* 394(788), 394–402 (2005).
- [Reh80] V. Rehn, V. O. Jones, J. M. Elson, and J. M. Bennett, “The role of surface topography in predicting scattering at grazing incidence from optical surfaces“, *Nuclear Instruments and Methods* 172(1-2), 307–314 (1980).

- [Ric14] M. Richter et al., „Metrologie mit Synchrotronstrahlung, Teil I“, Auszug aus: PTB-Mitteilungen 2014, Band 124, Heft 3. ISSN 0030-834X (2014).
- [Sam05] J. Samson (Ed.), [Vacuum ultraviolet spectroscopy], Academic Press (Experimental methods in the physical sciences), San Diego, Calif. (2005).
- [Sch77] H. Schnopper, L. van Speybroeck, J. Delvaille, A. Epstein, E. Källne, R. Bachrach, J. Dijkstra, L. Lantward, „Diffraction grating transmission efficiencies for XUV and soft x rays“, Appl. Opt. 16(4), 1088–1091 (1977).
- [Sch03] F. Scholze, J. Tümmeler, and G. Ulm, “High-accuracy radiometry in the EUV range at the PTB soft x-ray beamline”, Metrologia 40(1), 224–228 (2003).
- [Sch14] F. Scholze et al., „Metrologie mit Synchrotronstrahlung, Teil II“, Auszug aus: PTB-Mitteilungen 2014, Band 124, Heft 4. ISSN 0030-834X (2014).
- [Set13] C. Settens, B. Bunday, B. Thiel, R. Kline, D. Sunday, C. Wang, W.-I. Wu, R. Matyi, „Critical dimension small angle X-ray scattering measurements of FinFET and 3D memory structures“, Proc. SPIE 8681, 86810L (2013).
- [Shi09] H. Shin, J. Sporre, R. Raju, D. Ruzic, „Reflectivity degradation of grazing-incident EUV mirrors by EUV exposure and carbon contamination“, Microelectronic Engineering 86(1), 99–105 (2009).
- [Sil07] R. Silver, T. Germer, R. Attota, B. Barnes, B. Bunday, „Fundamental limits of optical critical dimension metrology: a simulation study“, Proc. SPIE 6518, 65180U (2007).
- [Sol17] V. Soltwisch, C. Laubis, A. Fernández Herrero, M. Pflüger, A. Haase, F. Scholze, „Investigating surface structures by EUV scattering“, Proc. SPIE 10143, 101430P (2017).
- [Su15] B. Su, E. Solecky, A. Vaid, [Introduction to metrology applications in IC manufacturing], SPIE, Bellingham, Washington (2015).
- [Ter03] J.F. Terry, „Accuracy limitations in specular-mode optical topography extraction“, Proc. SPIE 5038 (2003).
- [Try18] M. Tryus, „Extreme Ultraviolet Reflectometry for Structural and Optical Characterization of Thin Films and Layer Systems“, Dissertation RWTH Aachen (2018).
- [Try19] M. Tryus, S. Herbert, D. Wilson, L. Bahrenberg, S. Danylyuk, L. Juschkin, „Spatially Resolved Spectroscopic Extreme Ultraviolet Reflectometry for Laboratory Applications“, Journal of Nanoscience and Nanotechnology 19(1), 562–567 (2019).

- [Ukr12] V. Ukrantsev, B. Banke, „Review of reference metrology for nanotechnology: significance, challenges, and solutions”, *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* 11(1), 11010 (2012).
- [Wan07] C. Wang, R. Jones, E. Lin, W.-I. Wu, D. Ho, J. Villarrubia, K.-W. Choi, J. Clarke, J. Roberts, R. Bristol, B. Bunday, D. Seiler, A. Diebold, R. McDonald, C. Garner, D. Herr, R. Khosla, E. Secula, „Line Edge Roughness and Cross Sectional Characterization of Sub-50 nm Structures Using Critical Dimension Small Angle X-ray Scattering”, *AIP Conference Proceedings* 931(1), 402–406 (2007).
- [Wan16] L. Wang, F. Clube, C. Dais, H. Solak, J. Gobrecht, „Sub-wavelength printing in the deep ultraviolet region using Displacement Talbot Lithography”, *Microelectronic Engineering* 161, 104–108 (2016).
- [Wer12] J. Wernecke, F. Scholze, M. Krumrey, „Direct structural characterisation of line gratings with grazing incidence small-angle x-ray scattering”, *Rev. Sci. Instrum.* 10(83), 103906 (2012).
- [Wil14] D. Wilson, D. Rudolf, C. Weier, R. Adam, G. Winkler, R. Frömter, S. Danylyuk, K. Bergmann, D. Grützmacher, C. M. Schneider, L. Juschkin, „Generation of circularly polarized radiation from a compact plasma-based extreme ultraviolet light source for tabletop X-ray magnetic circular dichroism studies”, *Rev. Sci. Instrum.* 85(10), 103110 (2014).
- [Woo35] R. Wood, „Anomalous Diffraction Gratings”, *Phys. Rev.* 12(48), 928–936 (1935).
- [Zha09] C. Zhang, S. Liu, T. Shi, Z. Tang, „Improved model-based infrared reflectometry for measuring deep trench structures”, *J. Opt. Soc. Am. A* 26(11), 2327–2335 (2009).
- [Zus18] D. Zusin, P. Tengdin, M. Gopalakrishnan, C. Gentry, A. Blonsky, M. Gerrity, D. Legut, J. Shaw, H. Nembach, T. Silva, P. Oppeneer, H. Kapteyn, M. Murnane, „Direct measurement of the static and transient magneto-optical permittivity of cobalt across the entire M -edge in reflection geometry by use of polarization scanning”, *Phys. Rev. B* 2(97) (2018).

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1 Schematischer Querschnitt eines nanoskaligen Gitters: Die eingezeichneten Parameter der äußeren Geometrie werden in dieser Arbeit untersucht.	3
Abbildung 1.2 Ablaufdiagramm zur Vorgehensweise unter Einbeziehung der Forschungsfragen.....	3
Abbildung 2.1 Modellbasierte Charakterisierung nanoskaliger Gitter	7
Abbildung 2.2 Einordnung des EUV-Spektralbereichs in das elektromagnetische Spektrum	13
Abbildung 2.3 Qualitativer Verlauf des Brechungsindex im elektromagnetischen Spektrum	14
Abbildung 2.4 Reflexionsgrad von amorphem SiO ₂	17
Abbildung 2.5 Reflexion im streifenden Einfall	18
Abbildung 2.6 Externe Totalreflexion.....	19
Abbildung 2.7 Absorption elektromagnetischer Strahlung in ausgewählten Materialien.....	20
Abbildung 2.8 Interferenz einer ebenen Welle an zwei dünnen Spalten	21
Abbildung 2.9 Orientierung der Gitterbeugungsordnungen in verschiedenen Beleuchtungskonfigurationen	22
Abbildung 2.10 Beugungseffizienz dünner Transmissionsgitter für verschiedene Parameter	24
Abbildung 2.11 Schematische Darstellung eines Phasenschiebegitters	25
Abbildung 2.12 Schematische Darstellung eines Reliefgitters	26
Abbildung 2.13 Schematische Darstellung des RCWA-Modells	28
Abbildung 2.14 Schematische Darstellungen des FEM-Modells.....	29
Abbildung 3.1 Parametrisierung nanoskaliger Gitter.....	33
Abbildung 3.2 Bestimmung optischer Konstanten von a-SiO ₂	35
Abbildung 3.3 Parametrisierung der Beleuchtung.....	36
Abbildung 3.4 Schematische Darstellung der Abschattungsproblematik.....	37
Abbildung 3.5 Reflexionsgrad eines nanoskaligen Gitters im Vergleich mit einem unstrukturierten Substrat.	38
Abbildung 3.6 Reflexionsgrad von Gitter 1 und 2 in den betrachteten Beleuchtungskonfigurationen	39
Abbildung 3.7 Normierte Sensitivität der Stegbreite w für Gitter 1 und 2 in den betrachteten Beleuchtungskonfigurationen	40
Abbildung 3.8 Normierte Sensitivität der Steghöhe h für Gitter 1 und 2 in den betrachteten Beleuchtungskonfigurationen	41
Abbildung 3.9 Normierte Sensitivität des Stegwinkels α für Gitter 1 und 2 in den betrachteten Beleuchtungskonfigurationen	42
Abbildung 3.10 Normierte Sensitivität des oberen Stegradius r_1 für Gitter 1 und 2 in den betrachteten Beleuchtungskonfigurationen.....	43

Abbildung 3.11 Normierte Sensitivität des unteren Stegradius r_2 für Gitter 1 und 2 in den betrachteten Beleuchtungskonfigurationen	44
Abbildung 3.12 Kompaktes EUV-Spektrometer am Lehrstuhl RWTH-TOS.	48
Abbildung 3.13 Probenhalter des EUV-Spektrometers.....	49
Abbildung 3.14 Zweidimensionale Bilder der EUV-Kameras.....	51
Abbildung 3.15 Aperturen im Strahlengang des kompakten EUV-Spektrometers	52
Abbildung 3.16 Thermischer <i>Drift</i> der EUV-Kamera	52
Abbildung 3.17 Einfluss der Degradation auf die Palladium-Kalibrationsprobe.....	53
Abbildung 3.18 Vergleich mit Referenzmessung der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt.....	54
Abbildung 3.19 Reflexionsgrad des untersuchten Gitters in Experiment und Modellanpassung	56
Abbildung 3.20 Rasterelektronenmikroskopie-Charakterisierung des nanoskaligen Gitters	56

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1 Modellbasierte Charakterisierungsverfahren nanoskaliger Gitter.....	8
Tabelle 3.1 Gitterparameter und deren Werte.....	34
Tabelle 3.2 Werte der Beleuchtungsparameter.....	37
Tabelle 3.3 Normierte Sensitivität, relative Unsicherheit und absolute Unsicherheit der Gitterparameter-Charakterisierung	46
Tabelle 3.4 Ergebnisse der Modellanpassung im Vergleich mit der REM-Charakterisierung.....	56

Formelverzeichnis

Formel 2.1 Komplexer Brechungsindex	14
Formel 2.2 Komplexer atomarer Streufaktor.....	15
Formel 2.3 Komplexer Brechungsindex als Funktion der atomaren Streufaktoren	15
Formel 2.4 Optische Konstanten als Funktion der atomaren Streufaktoren.....	15
Formel 2.5 Snelliussches Brechungsgesetz	18
Formel 2.6 Grenzwinkel der Totalreflexion.....	18
Formel 2.7 Lambert-Beersches Gesetz.....	20
Formel 2.8 Eindringtiefe.....	20
Formel 2.9 Konstruktive Gitterinterferenz.....	22
Formel 2.10 Destruktive Gitterinterferenz.....	22
Formel 2.11 Beugungseffizienz eines dünnen Transmissionsgitters	23
Formel 2.12 Beugungseffizienz eines Phasenschiebegitters.....	25
Formel 2.13 Beugungseffizienz eines Phasenschiebegitters ohne Absorption.....	26
Formel 3.1 Normierte Sensitivität	31
Formel 3.2 Relative Unsicherheit der Gitterparameter-Charakterisierung	32
Formel 3.3 Absolute Unsicherheit der Gitterparameter-Charakterisierung.....	32
Formel 3.4 Berechnung des Reflexionsgrades aus den gemessenen Spektren	48

Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

Abkürzung / Symbol	Bezeichnung	Einheit
α	Stegwinkel	[°]
B	Gitterbeugungseinhüllende	
β	Beugungswinkel	[°]
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit	[m/s]
CD	<i>Critical Dimension</i>	
CXRO	<i>Center for X-Ray Optics</i>	
d	Eindringtiefe	[μm]
e	Elementarladung	[C]
EUV	Extremes Ultraviolett	
η	Beugungseffizienz	
f	Komplexer atomarer Streufaktor	
f_1	Realteil des atomaren Streufaktors	
f_2	Imaginärteil des atomaren Streufaktors	
FEM	Finite-Elemente-Methode	
φ	Azimutalwinkel der Gitterlinien	[°]
Φ	Phasenschiebefaktor	
γ_{crit}	Grenzwinkel der Totalreflexion	[°]
h	Steghöhe	[nm]
HHG	<i>Higher Harmonic Generation</i>	
I	Intensität	[W/m ²]
I_0	Anfangsintensität	[W/m ²]
IR	Infraroter Spektralbereich elektromagnetischer Strahlung	
\vec{j}	Polarisationszustand	
κ	Absorptionsindex	
λ	Wellenlänge einer elektromagnetischen Welle	[nm]
m	Beugungsordnungszahl	
\tilde{n}	Komplexer Brechungsindex	
n_0	Brechungsindex im Vakuum	
n	Brechungsindex	
N	Anzahl der Gitterspalte	
n_a	Avogadrokonstante	
O	Öffnungsverhältnis	
ω	Kreisfrequenz einer elektromagnetischen Welle	[1/s]
p	Gitterperiode	[nm]
P	Gitterinterferenz	
Pd	Palladium	
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt	
r_e	Klassischer Elektronradius	[nm]
r_1	Oberer Stegradius	[nm]
r_2	Unterer Stegradius	[nm]
R	Reflexionsgrad	
RCWA	<i>Rigorous Coupled Wave Analysis</i>	
REM	Rasterelektronenmikroskopie	

RuTa	Ruthenium-Tantal	
SAXS	<i>Small Angle X-Ray Scattering</i>	
S_{norm}	Normierte Sensitivität	
Si	Silizium	
SiO ₂	Siliziumdioxid	
$\sigma_{v_i,rel}$	Relative Unsicherheit des Gitterparameters v_i	
$\sigma_{v_i,abs}$	Absolute Unsicherheit des Gitterparameters v_i	[nm], [°]
θ	Einfallswinkel zur Oberfläche	[°]
τ	Dissipationsterm	[s]
u_i	Beleuchtungsparameter	
v_i	Gitterparameter	
VIS	Sichtbarer Spektralbereich elektromagnetischer Strahlung	
VUV	Vakuumultravioletter Spektralbereich elektromagnetischer Strahlung	
w	Stegbreite	[nm]
Z	Elektronenzahl	
z	Eindringtiefen-Koordinate	