Steffen Lorch

Herstellung, Charakterisierung und Anwendungen von ionenstrahlgesputterten optischen Schichten



Cuvillier Verlag Göttingen

Herstellung, Charakterisierung und Anwendungen von ionenstrahlgesputterten optischen Schichten



Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) der Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm

von

Dipl.-Ing. Dipl.-Wirt. Ing. (FH) Steffen Lorch

aus Biberach a. d. Riß

1. Gutachter:	Prof. Dr. P. Unger
2. Gutachter:	Prof. DrIng. D. Stephani
Amtierender Dekan:	Prof. DrIng. HJ. Pfleiderer
Eingereicht am:	11. Mai 2006
Datum der Promotion:	26. Juli 2006

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <u>http://dnb.ddb.de</u> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2006 Zugl.: Ulm, Univ., Diss., 2006 ISBN 3-86537-982-6

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2006 Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen Telefon: 0551-54724-0 Telefax: 0551-54724-21 www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen. 1. Auflage, 2006 Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-982-6

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Optoelektronik der Universität Ulm. An erster Stelle möchte ich daher Herrn Prof. Dr. Peter Unger danken, der mir diese Arbeit ermöglichte. Er stellte mir die interessante Aufgabe, unterstützte die Durchführung sowohl finanziell als auch durch Anregungen und verfolgte den Werdegang der Arbeit mit großem Interesse. Vielen Dank auch an Herrn Prof. Dr.-Ing. Dietrich Stephani für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Bedanken möchte ich mich weiterhin bei allen Mitarbeitern der Abteilung Optoelektronik, vor allem der High-Power-Gruppe, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen und mich unterstützt haben, für die gute Zusammenarbeit in sehr angenehmer Arbeitsatmosphäre. Besonderer Dank geht (unter Vernachlässigung aller akademischer Titel) zunächst an Manfred Mundbrod-Vangerow, mit dem ich vier Jahre auf unterhaltsame und angenehme Weise das Büro teilen durfte. Er unterstützte mich bei theoretischen und messtechnischen Problemen und prozessierte die Laser, die ich während meiner Arbeit verwendet habe. Besten Dank an Frank Demaria, der uns mit unkonventionellen Beispielen die wissenschaftliche Welt erklärte. Er half mir bei vielen theoretischen Fragen und löste durch seine immense Erfahrung viele messtechnische Probleme. Vielen Dank an Fernando Rinaldi, der mir für alle anstehenden Simulationen stets eine schnelle Hilfe war. Durch unsere gemeinsamen musikalischen Unternehmungen, sei es im Proberaum oder auf Konzerten, konnten wir dem harten Forscheralltag ein wenig entkommen. Ihab Kardosh und Eckart Gerster danke ich für die Lösung all meiner Computerprobleme. Bei Eckard Deichsel bedanke ich mich für die Organisation und Anschaffung meiner "Übungs-Sputteranlage". Sven-Silvius Schad danke ich für die Uberlassung seines PDS-Messplatzes. Vielen Dank an Christoph Kirchner, der mir geholfen hat an meiner Anlage "den Strom wieder zu finden". Vielen Dank an James O'Callaghan für die Hilfe bei den Messungen der spektralen Fernfelder und seine Einladung nach Irland. Meinen zwei Diplomanden Serge Eric Thiam Nkuiguieng und Onur Atilla danke ich für ihre gute Arbeit. Ich bedanke mich auch bei allen, die mir bei der Korrektur dieser Arbeit behilflich waren. Vielen Dank an die Mitarbeiter anderer Gruppen (GaN- und V.O.I.-Gruppe, Abteilung Elektronische Bauelemente und Schaltungen und der Firma microGaN) für die interessanten Zusammenarbeiten und die Uberlassung ihrer Ergebnisse, die durch meine Beschichtungen möglich waren.

Ich bedanke mich auch bei allen, die regelmäßig an der "Turmbesprechung" teilgenommen haben. In dieser Zeit konnten viele Ideen und Probleme in angenehmer Atmosphäre diskutiert werden. Außerdem möchte ich mich bei "F. Elke" und "Miss P." bedanken, mit denen ich über 900 meist erfolgreiche Beschichtungen herstellen konnte. Schließlich möchte ich mich auch bei meinen Eltern bedanken, die mich auf meinem Weg von der Schule über das Studium bis hin zur Promotion stets unterstützt haben.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung				1	
2	Grundlagen			3	
	2.1	Ebene	Wellen	3	
	2.2	Grenz	lächen	4	
		2.2.1	Eine Grenzfläche	6	
		2.2.2	Einschichtsysteme	9	
		2.2.3	Zweischichtsysteme	11	
		2.2.4	Mehrschichtsysteme	13	
	2.3	Wellen	llängenabhängiger Brechungsindex	15	
3	Her	stellun	ıg	22	
	3.1	Übersi	cht über Beschichtungsverfahren	22	
	3.2	Prinzij	p der Ionenstrahlsputterbeschichtung	24	
	3.3	Sputte	rtheorie	26	
		3.3.1	Allgemeines	26	
		3.3.2	Sputtercharakteristik	27	
		3.3.3	Einfluss von Sauerstoff	28	
	3.4	Ionens	trahlquellen	29	
		3.4.1	Strahlneutralisation	32	
	3.5	Beschi	chtungskontrolle während des Prozesses	32	
3.6 Ionenstrahlsputterbeschichtungssystem		trahlsputterbeschichtungssystem	33		
3.7 Reakt		Reakti	ves Ionenstrahlsputterbeschichtungssystem	35	
		3.7.1	Aufbau	35	
		3.7.2	Beschichtungscharakteristik	36	
		3.7.3	Optimierung der Beschichtungsparameter	38	

INHALTSVERZEICHNIS

Cha	rakter	risierung	43
4.1	Ellipso	ometrie	43
4.2	Bestin	nmung des wellenlängenabhängigen Brechungsindex	45
	4.2.1	Spektrale Transmission	45
	4.2.2	Spektrale Ellipsometrie	47
	4.2.3	Vergleich zwischen spektraler Transmission und Ellipsometrie \ldots	49
4.3	Photo	thermische Ablenkung	50
	4.3.1	Messaufbau	50
	4.3.2	Theorie	51
	4.3.3	Einfluss von Parametern	54
	4.3.4	Bestimmung von absoluten Werten	56
4.4	Spekt	rale Reflexion	58
4.5	Streut	ıng	60
4.6	Haftu	ng und Ätzverhalten	62
Bes	chicht	ung von Laserfacetten	64
5.1	Grund	llagen von kantenemittierenden Halbleiterlasern	64
	5.1.1	Aufbau	65
	5.1.2	Funktionsweise	67
	5.1.3	Betrieb	70
5.2	Bestin	nmung der Facettenreflektivität	70
	5.2.1	Schwellstromverschiebung	71
	5.2.2	AR/HR-Beschichtungen	72
	5.2.3	Hakki-Paoli bzw. Kaminow-Eisenstein Methode	74
5.3	Verkip	opte Facetten	82
5.4	Passiv	vierung und COMD	84
	5.4.1	Vorreinigung	85
	5.4.2	Spalten im Vakuum	87
	5.4.3	Weitere Verbesserungen	89
		0	
5.5	On-wa	afer Beschichtung	- 89
5.5 5.6	On-wa Verän	afer Beschichtung	89 91
	 Cha 4.1 4.2 4.3 4.4 4.5 4.6 Bes 5.1 5.2 5.3 5.4 	Relive to the section of the section	Charakterisierung 4.1 Ellipsometrie 4.2 Bestimmung des wellenlängenabhängigen Brechungsindex 4.2.1 Spektrale Transmission 4.2.2 Spektrale Ellipsometrie 4.2.3 Vergleich zwischen spektraler Transmission und Ellipsometrie 4.3 Photothermische Ablenkung 4.3 Photothermische Ablenkung 4.3.1 Messaufbau 4.3.2 Theorie 4.3.3 Einfluss von Parametern 4.3.4 Bestimmung von absoluten Werten 4.4 Spektrale Reflexion 4.4 Spektrale Reflexion 4.5 Streuung 4.6 Haftung und Ätzverhalten 5.1 Grundlagen von kantenemittierenden Halbleiterlasern 5.1.1 Aufbau 5.1.2 Funktionsweise 5.1.3 Betrieb 5.2.1 Schwellstromverschiebung 5.2.2 AR/HR-Beschichtungen 5.2.3 Hakki-Paoli bzw. Kaminow-Eisenstein Methode 5.3 Verkippte Facetten 5.4 Passivierung und COMD 5.4.1 Vorreinigung 5.4.2

6	6 Weitere Anwendungen						
	6.1 Halbleiter-Scheibenlaser						
		6.1.1 Beschichtung der Oberfläche 99	9				
		6.1.2 Dielektrischer Bragg-Spiegel	3				
	6.2	VCSEL $\ldots \ldots \ldots$	6				
6.3 AlGaInN-Leuchtdioden							
	6.4	Photodetektoren	1				
	6.5	GaN-pH-Sensoren	3				
	6.6	$Diamant-Transistoren \ldots \ldots$	5				
7	Zusa	mmenfassung und Ausblick 119	9				
Α	Formelzeichen und Abkürzungen						
в	3 Veröffentlichungen						
Lit	Literaturverzeichnis 1						

Kapitel 1 Einleitung

Optische Beschichtungen haben einen sehr weiten Anwendungsbereich. Ein großer Markt ist hierbei die Beschichtung von Glas, z. B. von Brillengläsern mit Entspiegelungsschichten, um störende Lichtreflexe zu verhindern. Auch in der Optoelektronik spielen sie eine wichtige Rolle. Die Funktionsweise von Lasern wird wesentlich durch optische Beschichtungen bestimmt. Meistens werden hierfür dielektrische Schichten verwendet, mit denen einerseits Reflektivitäten eingestellt und andererseits Oberflächen passiviert werden können. Aber auch passive Elemente wie Linsen und Spiegel werden erst durch spezielle Beschichtungen für bestimmte Anwendungen einsetzbar. Nicht nur Ver- und Entspiegelungen, sondern auch Hoch-, Tief- und Bandpassfilter können hierbei Verwendung finden. Durch das rasante Wachstum der Optoelektronik in den letzten Jahren und die damit verbundenen neuen Anwendungen von Lasern steigt auch der Anspruch an die optischen Beschichtungen. Vor allem im Hochleistungsbereich zur Materialbearbeitung und von Lasern mit hoher Strahlqualität für die Frequenzverdopplung, beispielsweise zur Verwendung in der Projektionstechnik, werden immer höhere optische Leistungsdichten erreicht. Dafür werden qualitativ hochwertige optische Schichten benötigt, die möglichst geringe Absorptionsund Streuverluste aufweisen.

Für die Herstellung von dielektrischen Schichten stehen eine Vielzahl von Verfahren zur Verfügung. Hierbei ist das reaktive Ionenstrahlsputterbeschichten die beste Methode, um qualitativ hochwertige Schichten herzustellen. Durch die hohe kinetische Energie des abgesputterten Materials entstehen sehr kompakte und dichte Schichten. Zusätzliches reaktives Gas in der Vakuumkammer, wie beispielsweise Sauerstoff, ermöglicht eine stöchiometrische Schichtbildung. Außerdem entstehen keine Schädigungen, da die Beschichtung räumlich vom hochenergetischen Plasma getrennt ist.

Motivation

Um qualitativ hochwertige optische Schichten herzustellen, soll im Rahmen dieser Arbeit eine reaktive Ionenstrahlsputterbeschichtungsanlage aufgebaut werden. Zur Gewährleistung einer großen Flexibilität wird eine Vakuumkammer entworfen und mit verschiedenen Komponenten wie Vakuumpumpen, Target- und Substratmanipulatoren, einer Schleuse und filamentfreien Ionenstrahlquellen bestückt. Die Prozessparameter sollen hinsichtlich möglichst niedriger Absorption optimiert werden. Nach der Charakterisierung und Bestimmung des wellenlängenabhängigen Brechungsindex der verschiedenen Materialien können Beschichtung für verschiedene Anwendungen hergestellt werden. Vor allem die Beschichtung der Laserfacetten von kantenemittierenden Halbleiterlasern zur Einstellung der Reflektivität und Passivierung der Oberfläche bietet ein weites Feld für Untersuchungen. Aber auch die Verbesserung der Eigenschaften von Scheibenlasern und anderen Bauelementen soll erarbeitet werden.

Gliederung der Arbeit

Für den erfolgreichen Einsatz von optischen Schichten für verschiedenste Anwendungen ist deren Einfluss und Wirkungsweise von Bedeutung. Die theoretischen Grundlagen von Beschichtungen, die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex sowie Simulationen von Ein-, Zwei- und Mehrschichtsystemen an ausgewählten praktischen Beispielen stehen daher am Beginn dieser Arbeit im zweiten Kapitel. Nach einem kurzen Überblick über verschiedene Beschichtungsverfahren steht die im Rahmen dieser Arbeit konstruierte und aufgebaute reaktive Ionenstrahlsputterbeschichtungsanlage in Kapitel 3 im Vordergrund. Schwerpunkt ist hierbei die Optimierung der Beschichtungsparameter auf möglichst niedrige Absorptionen bei gleichzeitig ausreichender Homogenität. Um die hergestellten Schichten aus SiO₂, Al₂O₃, Y₂O₃, Ta₂O₅ und TiO₂ optimal für verschiedene Anwendungen einsetzen zu können, gibt es verschiedenste Charakterisierungsmöglichkeiten. Kapitel 4 beinhaltet daher Messmethoden wie die spektrale Transmission und die spektrale Ellipsometrie, mit denen der wellenlängenabhängige Brechungsindex möglichst genau bestimmt werden kann. Aber auch die photothermische Ablenkung, die spektrale Reflexion, Rauigkeitsmessungen und Ätzverhalten werden zur Charakterisierung von optischen Schichten herangezogen.

Das fünfte Kapitel behandelt als Hauptanwendung die Beschichtung von Laserfacetten. Einerseits beeinflusst eine Beschichtung die Facettenreflektivität, was mit der Schwellstromverschiebung sowie der Gewinnmodulation (Hakki-Paoli Methode) messbar ist. Desweiteren verändern AR/HR- und winkelabhängige Beschichtungen die Eigenschaften der Laser grundlegend. Andererseits passiviert eine Beschichtung die Oberflächen, was sich anhand der Erhöhung der COMD-Schwelle zeigt. Den großen Einsatzbereich von ionenstrahlgesputterten Beschichtungen zeigt Kapitel 6 an weiteren Beispielen. Dabei steht der Halbleiter-Scheibenlaser im Vordergrund, bei dem vor allem die Lebensdauer und die Effizienz durch eine Beschichtung der Oberfläche enorm gesteigert werden können. Außerdem lassen sich auch die Eigenschaften von optischen Bauelementen wie VCSEL, Leuchtdioden und Photodetektoren verbessert. Aber auch im Bereich der Sensorik und Elektronik haben ionenstrahlgesputterte Schichten ebenfalls eine Vielzahl von Anwendungsmöglichkeiten. Eine Zusammenfassung der Arbeit und ein Ausblick im letzten Kapitel schließen die Arbeit ab.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Ebene Wellen

Jedes Material und somit auch optische Schichten können durch den Brechungsindex

$$\overline{n} = n - ik \tag{2.1}$$

charakterisiert werden [1]–[4]. Dieser komplexe Brechungsindex besteht aus dem realen Brechungsindex n und dem imaginären Teil, dem Extinktionskoeffizient k. Der reale Brechungsindex gibt das Verhältnis

$$n = \frac{c}{v_{\rm ph}} \tag{2.2}$$

der Vakuumlichtgeschwindigkeit c zur Phasengeschwindigkeit im Material $v_{\rm ph}$ an. Die Lichtgeschwindigkeit $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ ist durch die Permeabilität μ_0 (magnetische Feldkonstante) und die Permittivität ε_0 (Dielektrizitätskonstante) gegeben. Eine harmonische ebene elektromagnetische Welle, die sich in z-Richtung fortbewegt und linear polarisiert ist (hier in x-Richtung), kann durch folgende Gleichung beschrieben werden

$$E(z,t) = E_x e^{i(\omega t - z(2\pi\overline{n}/\lambda))} .$$
(2.3)

Hierbei ist E_x die Amplitude der Welle, $\omega = 2\pi c/\lambda$ die Kreisfrequenz und λ die Wellenlänge. Setzt man in Gleichung (2.3) den komplexen Brechungsindex ein, kann man die Gleichung in zwei Teile trennen:

$$E(z,t) = E_x e^{i(\omega t - z(2\pi n/\lambda))} e^{-z(2\pi k/\lambda)} .$$

$$(2.4)$$

Der erste Teil beschreibt eine Cosinusfunktion in z-Richtung, abhängig von der Zeit t. Die Ausbreitungskonstante wird definiert durch

$$\beta = \frac{2\pi n}{\lambda} \tag{2.5}$$

und ist von der Wellenlänge und dem Brechungsindex abhängig. Der zweite Teil der Gleichung (2.4) beschreibt eine abfallende Exponentialfunktion. Dieser Teil spielt nur in verlustbehafteten Materialien eine Rolle. Der Absorptionskoeffizient

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \tag{2.6}$$

beschreibt, wie stark die Welle im Material abgeschwächt wird und ist vom Extinktionskoeffizient k und von der Wellenlänge abhängig. Bei einer Eindringtiefe von $z = 2/\alpha$ ist das elektrische Feld und bei $z = 1/\alpha$ die Intensität auf 1/e des ursprünglichen Wertes abgefallen. Betrachtet man die Welle an einem bestimmten Zeitpunkt (z. B. t = 0), setzt die Gleichungen (2.5) und (2.6) ein und nimmt nur den Realteil der Funktion, so vereinfacht sich Gleichung (2.4) zu

$$E(z) = E_x \cos(-\beta z) e^{-\alpha z/2} . \qquad (2.7)$$

Diese Funktion ist in Abbildung 2.1 dargestellt.



Abbildung 2.1: Darstellung einer in x-Richtung linear polarisierten harmonischen ebenen elektromagnetischen Welle, die sich in einem verlustbehafteten Medium zur Zeit t = 0 in z-Richtung ausbreitet [2].

Man sieht die Cosinusfunktion in z-Richtung, die in einer abfallenden Exponentialfunktion eingehüllt ist. Das magnetische Feld \vec{H} steht senkrecht zum elektrischen Feld \vec{E} und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \vec{k} , hier die z-Richtung.

2.2 Grenzflächen

Trifft eine ebene Welle unter einem Winkel θ auf eine oder mehrere Grenzflächen, wird diese teilweise reflektiert, absorbiert und transmittiert. Die Energieerhaltung fordert, dass die Reflexion R, die Transmission T und die Absorption A die Summe 1 ergeben müssen

$$R + T + A = 1. (2.8)$$

In Abbildung 2.2 ist ein solcher Fall dargestellt, wie er typisch für optische Beschichtungen ist. Aus einem Medium mit dem Brechungsindex \overline{n}_0 fällt eine ebene Welle ein, wird an mehreren Schichten (Brechungsindizes $\overline{n}_1 - \overline{n}_m$, Schichtdicken $d_1 - d_m$) mehrfach reflektiert, absorbiert und transmittiert und endet im Substrat mit dem Brechungsindex \overline{n}_S , welches als Senke angesehen werden kann.

Mit der Transfer-Matrix-Methode [1], [4] können die reflektierten, absorbierten und transmittierten Anteile der einfallenden Welle bestimmt werden

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \left[\prod_{r=1}^{m} \begin{pmatrix} \cos \delta_r & (i \sin \delta_r)/\eta_r \\ i \eta_r \sin \delta_r & \cos \delta_r \end{pmatrix}\right] \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_S \end{pmatrix}$$
(2.9)



Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Mehrschichtsystems auf einem Substrat. Die Welle fällt unter dem Winkel θ ein und wird nach Mehrfachreflexionen ins Substrat transmittiert [1].



Abbildung 2.3: Darstellung einer auf eine Grenzfläche einfallenden Welle. Links: Transversal elektrische (TE) Welle, senkrecht (s) polarisiert. Rechts: Transversal magnetische (TM) Welle, parallel (p) polarisiert [1].

mit

$$\delta_r = \frac{2\pi \overline{n}_r d_r \cos \theta_r}{\lambda} ,$$

$$\eta_{r,s(\text{TE})} = \overline{n}_r \cos \theta_r \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \quad \text{und}$$

$$\eta_{r,p(\text{TM})} = \frac{\overline{n}_r}{\cos \theta_r} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} .$$

Die 2x2-Matrix in Gleichung (2.9) wird als charakteristische Matrix der jeweiligen Schicht r bezeichnet; ihre Determinante ist 1. δ_r ist der jeweilige Gangunterschied bzw. die Phasendicke. Die modifizierten optischen Admittanzen $\eta_r = H/E$, welche das magnetische und das elektrische Feld verknüpfen, sind polarisationsabhängig. In Abbildung 2.3 sind die zwei unterschiedlichen Fälle aufgezeigt. Wenn das elektrische Feld parallel zur Grenzfläche liegt (linkes Bild), so bezeichnet man diese Welle als transversal elektrisch (TE). Das elektrische Feld steht somit senkrecht auf der Einfallsebene (Bildebene) und die Welle wird als senkrecht (s) polarisiert bezeichnet. Liegt dagegen das magnetische Feld parallel zur Grenzfläche (rechtes Bild), spricht man von transversal magnetischer (TM) Welle. Hier liegt das elektrische Feld in der Einfallsebene, was als parallel (p) polarisiert bezeichnet wird. Bei senkrechtem Einfall liegen elektrisches und magnetisches Feld parallel zur Grenzfläche, daher auch die Bezeichnung TEM Welle. Der Winkel θ_r kann mit dem Brechungsgesetz von Snellius (W. Snell, 1618) bestimmt werden

$$\overline{n}_0 \sin \theta_0 = \overline{n}_r \sin \theta_r = \overline{n}_S \sin \theta_S . \qquad (2.10)$$

Mit Hilfe der optischen Eingangsimpedanz Y = C/B aus Gleichung (2.9) kann der Amplitudenreflexionskoeffizient ρ und die Reflektivität (Intensitätsreflexionskoeffizient) R bestimmt werden

$$\rho = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} = \frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C}$$
(2.11)

$$R = \rho \rho^* = \left(\frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y}\right) \left(\frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y}\right)^* .$$
(2.12)

Weiterhin gilt für die Transmission T und die Absorption A

$$T = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(\eta_{\rm S})}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*}$$
(2.13)

$$A = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(BC^* - \eta_{\rm S})}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*} .$$
(2.14)

Mit der Transfer-Matrix-Methode lassen sich somit alle gewünschten Werte für beliebige Schichtfolgen und Einfallswinkel berechnen. Sie ist auch Grundlage des Simulationsprogrammes (Essential Macleod [5]), das für diese Arbeit verwendet wurde. Im Folgenden werden nun Sonderfälle betrachtet, die für die praktische Verwendung von optischen Schichten interessant sind.

2.2.1 Eine Grenzfläche

Der einfachste Fall liegt vor, wenn zwei Materialien zusammentreffen und somit eine Grenzfläche bilden. Dies kann z. B. der Übergang eines Halbleiters zur Luft sein, aber auch eine einfache Glasscheibe kann so beschrieben werden. Gleichung (2.9) vereinfacht sich in diesem Fall zu

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_{\rm S} \end{pmatrix} .$$
 (2.15)

Hierbei ist η_0 die Admittanz des Einfallsmediums, z.B. Luft, und η_S die des Substrats, z.B. ein Halbleitermaterial oder Glas, bzw. auch umgekehrt. Die Reflektivität vereinfacht sich zu

$$R = \left(\frac{\eta_0 - \eta_{\rm S}}{\eta_0 + \eta_{\rm S}}\right) \left(\frac{\eta_0 - \eta_{\rm S}}{\eta_0 + \eta_{\rm S}}\right)^* \tag{2.16}$$

Im Falle verlustfreier Materialien (k=0) vereinfacht sich die Reflektivität zu

$$R_{\rm s} = \left(\frac{n_0 \cos\theta_0 - n_{\rm S} \cos\theta_{\rm S}}{n_0 \cos\theta_0 + n_{\rm S} \cos\theta_{\rm S}}\right)^2 , \qquad (2.17)$$

$$R_{\rm p} = \left(\frac{n_0/\cos\theta_0 - n_{\rm S}/\cos\theta_{\rm S}}{n_0/\cos\theta_0 + n_{\rm S}/\cos\theta_{\rm S}}\right)^2 \tag{2.18}$$

für die jeweilige Polarisationsrichtung. Der Winkel $\theta_{\rm S}$ kann mit Gleichung (2.10) berechnet werden. Trotz nur einer Grenzfläche ist die Formel schon relativ komplex. Zur Veranschauung ist in Abbildung 2.4 die Reflektivität über dem Einfallswinkel aufgetragen. Hierbei trifft die Welle aus dem Einfallsmedium Luft (optisch dünneres Medium mit $n_0 = 1$) auf ein Substrat, hier als Beispiel auf das Halbleitermaterial Galliumarsenid (GaAs), mit

2.2. GRENZFLÄCHEN

 $n_{\rm S} = 3.5$ und auf Glas mit $n_{\rm S} = 1.5$ (optisch dichteres Medium). Die Reflektivität für die s-Polarisation steigt kontinuierlich mit steigendem Einfallswinkel an, bis sie bei $\theta_0 = 90^{\circ}$ 1 erreicht. Die Reflektivität der p-Polarisation hingegen nimmt zunächst ab, bis sie an einem bestimmten Winkel, dem Brewster-Winkel (D. Brewster, 1831)

$$\tan \theta_{\rm B} = \frac{n_{\rm S}}{n_0} , \qquad (2.19)$$

den Wert 0 erreicht und steigt dann ebenfalls auf 1 bei 90°. Die Reflektivität liegt für GaAs mit dem höheren Brechungsindex generell höher als für Glas, und der Brewster-Winkel ist ebenfalls größer.





Abbildung 2.4: Reflektivität an einer Grenzfläche vom optisch dünneren Medium (Luft $n_0 = 1$) ins optisch dichtere Medium (Glas $n_{\rm S} = 1.5$ bzw. GaAs $n_{\rm S} = 3.5$) für beide Polarisationen.

Abbildung 2.5: Reflektivität an einer Grenzfläche vom optisch dichteren Medium (Glas $n_{\rm S} = 1.5$ bzw. GaAs $n_{\rm S} = 3.5$) ins optisch dünnere Medium (Luft $n_0 = 1$) für beide Polarisationen.

In Abbildung 2.5 ist der umgekehrte Fall dargestellt. Hier fällt die Welle aus dem optisch dichteren Medium GaAs bzw. Glas auf das optisch dünnere Medium Luft. Die Reflektivitäten verhalten sich ähnlich wie im vorherigen Fall. Die s-Polarisation steigt kontinuierlich bis auf 1 an, wogegen die p-Polarisation erst auf 0 sinkt (Brewster-Winkel), um dann auf 1 anzusteigen. Unterschiedlich ist hier jedoch die gestauchte Winkelachse, was sich durch das Brechungsgesetz von Snellius erklärt. Außerdem ist ab dem kritischen Winkel

$$\sin \theta_{\rm C} = \frac{n_{\rm S}}{n_0} \tag{2.20}$$

die Reflektivität immer 1, was als Totalreflexion bezeichnet wird [2],[6] (für Glas ab $\theta > 42^{\circ}$ und für GaAs schon ab $\theta > 17^{\circ}$).

Bei der Reflexion kommt es zu einer Phasenverschiebung ϕ zwischen einfallender und reflektierter Welle, die von der Polarisation und dem Winkel abhängig ist. Für den Fall, dass die Welle aus dem optisch dünneren in das optisch dichtere Medium fällt, beträgt die Phasenverschiebung ϕ_s für die s-Polarisation π . Für die p-Polarisation beträgt ϕ_p ebenfalls π für Winkel, welche kleiner als der Brewster-Winkel θ_B sind, für größere Winkel wird die Phasenverschiebung dagegen 0. Fällt die Welle dagegen vom optisch dichteren in das optisch dünnere Medium, wird der Verlauf der Phase komplexer. In Abbildung 2.6 ist der Verlauf der Phasenverschiebung für eine Welle aufgezeigt, die aus dem Medium mit $n_0 = 1.5$ (Glas) in Luft mit $n_S = 1$ fällt.



Abbildung 2.6: Verlauf der Phasenverschiebung $\phi_{s,p}$ über dem Einfallswinkel für beide Polarisationsrichtungen. Die Welle fällt vom optisch dichteren Einfallsmedium ($n_0 = 1.5$) ins optisch dünnere Substrat ($n_s = 1.0$) ein [2],[7].

Für die s-Polarisation ist die Phasenverschiebung für Winkel kleiner als der kritische Winkel $\theta_{\rm C}$ 0. Oberhalb des kritischen Winkels ist der Bereich der Totalreflexion, und die Phasenverschiebung steigt an mit [6],[7]

$$\tan 2\phi_{\mathrm{s(TE)}} = \frac{\sqrt{n_0^2 \sin^2 \theta - n_{\mathrm{S}}^2}}{n_0 \cos \theta} , \qquad (2.21)$$

wobei n_0 und n_s als real angenommen werden, also keine Absorption vorhanden ist. Bei der p-Polarisation ist die Phasenverschiebung für kleine Winkel ebenfalls 0, zwischen dem Brewster-Winkel θ_B und dem kritischen Winkel θ_C beträgt sie π . Oberhalb des kritischen Winkels im Bereich der Totalreflexion, steigt auch hier die Phasenverschiebung an mit [6],[7]

$$\tan 2\phi_{\rm p(TM)} = \frac{n_0^2}{n_{\rm S}^2} \frac{\sqrt{n_0^2 \sin^2 \theta - n_{\rm S}^2}}{n_0 \cos \theta} - \pi \;. \tag{2.22}$$

Fällt die Welle senkrecht auf die Grenzfläche ($\theta_0 = 0$) und wird verlustfreies Material angenommen (k = 0), so vereinfacht sich Gleichung (2.16) zu

$$R = \left(\frac{n_0 - n_{\rm S}}{n_0 + n_{\rm S}}\right)^2 \,. \tag{2.23}$$

Diese Formel wird oft verwendet, um die Reflektivität beim Übergang von einem Medium in ein anderes zu berechnen (z. B. die Spiegelreflektivität bei Halbleiterlasern) [2],[6]. Der Übergang von einem Halbleitermaterial, z. B. GaAs, zu Luft ergibt somit eine Reflektivität von ca. 0.3; die Reflektivität von Glas liegt dagegen nur bei ca. 0.04. Für den senkrechten Einfall ($\theta_0 = 0$) auf eine Grenzfläche, bei dem dagegen die Absorption nicht mehr vernachlässigt wird (wie dies vor allem bei Metallen der Fall ist), wird Gleichung (2.16) zu

$$R = \frac{(n_0 - n_{\rm S})^2 + (k_0 - k_{\rm S})^2}{(n_0 + n_{\rm S})^2 + (k_0 + k_{\rm S})^2} \,. \tag{2.24}$$

Wenn man als Einfallsmedium Luft (mit $k_0 = 0$) annimmt ist zu erkennen, dass für hochabsorbierende Substrate ($k_S \gg 1$) die Reflektivität gegen 1 geht. Hierin liegt begründet, dass Metalle eine sehr hohe Reflektivität aufweisen, da sie meist hohe Extinktionskoeffizienten k_S haben.

2.2.2 Einschichtsysteme

In einem Einschichtsystem fügt man zwischen dem Substrat mit $\overline{n}_{\rm S}$ und dem Einfallsmedium mit \overline{n}_0 noch eine Schicht mit den Parametern \overline{n}_1 und d_1 ein. In solch einem Fall reduziert sich Gleichung (2.9) auf

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta_1 & (i \sin \delta_1)/\eta_1 \\ i \eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_S \end{pmatrix} .$$
(2.25)

Im Folgenden wird der Fall betrachtet, bei dem keine Absorption vorhanden ist (k = 0)und die Welle senkrecht auf die Grenzflächen fällt $(\theta = 0)$. Somit vereinfacht sich der Gangunterschied zu $\delta_1 = 2\pi n_1 d_1/\lambda$, und die optische Admittanz wird zu $\eta = n$. Die Reflektivität vereinfacht sich zu

$$R = \frac{(n_0 - n_{\rm S})^2 \cos^2 \delta_1 + \left(\frac{n_0 n_{\rm S} - n_1^2}{n_1}\right)^2 \sin^2 \delta_1}{(n_0 - n_{\rm S})^2 \cos^2 \delta_1 + \left(\frac{n_0 n_{\rm S} + n_1^2}{n_1}\right)^2 \sin^2 \delta_1} .$$
(2.26)

Antireflexionsschicht

Eine Antireflexions- (AR-) Beschichtung hat den Zweck, die Reflektivität einer Grenzfläche soweit wie möglich herabzusetzen [8]–[10]. Um dies zu erreichen, wird als erste Voraussetzung die Schichtdicke $d_1 = \lambda/4n_1$ gewählt; die optische Schichtdicke entspricht somit 1/4 der Wellenlänge. Die an der zweiten Grenzfläche reflektierte Welle hat somit eine Phasenverschiebung von 180° zur Welle, die an der ersten Grenzfläche reflektiert wird. Die Wellen löschen sich gegenseitig aus, und damit wird die kleinstmögliche Reflektivität erreicht. Gleichung (2.26) vereinfacht sich damit zu

$$R = \left(\frac{n_0 n_{\rm S} - n_1^2}{n_0 n_{\rm S} + n_1^2}\right)^2 \,. \tag{2.27}$$

Die Reflexion ist jetzt nur noch von den Brechungsindizes abhängig. Eine Reflexion von 0 wird nur erreicht, wenn der Brechungsindex der Schicht $n_1 = \sqrt{n_0 n_s}$ beträgt. Nimmt man an, dass das Einfallsmedium Luft mit $n_0 = 1$ ist, beträgt der optimale Brechungsindex $n_1 = \sqrt{n_s}$. Durch das nun gleiche Verhältnis von n_0/n_1 und n_1/n_s ist die Amplitude der reflektierten Wellen an beiden Grenzflächen gleich. Mit der Phasenverschiebung von 180° löschen sich somit beide Wellen komplett aus, und die Reflektivität wird 0.

Eine verschwindende Reflektivität für jedes Substrat ist aber nur möglich, wenn der Brechungsindex der Schicht n_1 frei gewählt werden kann. Wenn der Brechungsindex jedoch vom optimalen Wert von $n_1 = \sqrt{n_s}$ abweicht, erhöht sich die Reflektivität, wie dies in Abbildung 2.7 für $\lambda/4n_1$ -dicke Schichten dargestellt ist.





Abbildung 2.7: Reflektivität über dem Brechungsindex n_1 der Schicht 1 für Substrate mit unterschiedlichen Brechungsindizes $n_{\rm S}$ für Schichtdicken von $d_1 = \lambda/4n_1$.

Abbildung 2.8: Reflektivität über der Schichtdicke d_1 von verschiedenen Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes n_1 auf GaAs-Substrat ($n_{\rm S} = 3.5$).

Die Herstellung einer $\lambda/4$ -Schicht ist normalerweise kein Problem, ein frei wählbarer Brechungsindex n_1 hingegen schon. In dieser Arbeit wurde ein Herstellungsverfahren verwendet, mit dem verschiedene Materialien zum Beschichten verwendet werden können, deren Brechungsindizes aber fest sind. In Abbildung 2.8 ist die Reflektivität über der Schichtdicke für verschiedene Materialien auf GaAs-Substrat aufgetragen. Die fünf in dieser Arbeit verwendeten Materialien sind SiO₂ mit n = 1.5, Al₂O₃ mit n = 1.7, Y₂O₃ mit n = 1.9, Ta₂O₅ mit n = 2.1 und TiO₂ mit n = 2.4. Die minimale Reflektivität wird jeweils bei einer Schichtdicke von $\lambda/4$ erreicht, die Wellenlänge ist $\lambda = 980$ nm. Allerdings ist der minimale Wert vom Material abhängig. Je näher der Brechungsindex dem optimalen Wert kommt, desto geringer wird die minimal zu erreichende Reflektivität. Bei GaAs-Substrat mit einem Brechungsindex von n = 3.5 liegt dieser bei $n_{opt.} = 1.87$, und somit zeigt die Kurve von Y₂O₃ das tiefste Minimum nahe bei 0.

Hochreflexionsschicht

Um eine hochreflektierende (HR) Beschichtung mit einer Schicht zu erreichen, sollte der Brechungsindex höher sein, als der des Substrates, siehe Gleichung (2.27). Für Glas ist dies kein Problem, hier kann z. B. mit einer $\lambda/4$ -Schicht aus TiO₂ (n = 2.4) die Reflektivität von 0.04 auf 0.34 erhöht werden. Schwerer wird dies z. B. bei GaAs, hier wirkt jede Schicht mit einem Brechungsindex kleiner als der des Substrats als Antireflexionsschicht. Erst ab einem Brechungsindex von n=3.5 lässt sich die Reflektivität erhöhen, wie dies in Abbildung 2.7 zu sehen ist. Für sehr große Brechungsindizes n_1 geht die Reflektivität gegen 1. Da aber Schichten mit solch hohen Brechungsindizes nicht zur Verfügung stehen, werden für eine hochreflektierende Beschichtung mehrere Schichten benötigt.

2.2.3 Zweischichtsysteme

Ein Zweischichtsystem besteht aus dem Einfallsmedium \overline{n}_0 , zwei Schichten mit den Parametern \overline{n}_1 , d_1 und \overline{n}_2 , d_2 und dem Substrat \overline{n}_s . Gleichung (2.9) wird somit zu

$$\begin{pmatrix} B\\C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\delta_1 & (i\sin\delta_1)/\eta_1\\ i\eta_1\sin\delta_1 & \cos\delta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\delta_2 & (i\sin\delta_2)/\eta_2\\ i\eta_2\sin\delta_2 & \cos\delta_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1\\\eta_S \end{pmatrix} .$$
(2.28)

Diese Gleichung lässt sich nicht mehr so weit vereinfachen, um Tendenzen darstellen zu können. Daher werden im Folgenden Simulationen gezeigt, die solch ein System mit zwei Schichten näher darstellen können. Es werden im Folgenden wieder AR- und HR-Beschichtungen dargestellt, siehe auch [8],[10]–[13]. Als Einfallsmedium wird Luft verwendet, das Substrat ist GaAs (n = 3.5). Für die zwei Schichten wird SiO₂ (n = 1.5) und TiO₂ (n = 2.4) verwendet. Die Wellenlänge für die Simulationen ist $\lambda = 980$ nm.

Antireflexionsschichten

Wie oben beschrieben, kann mit einer Schicht mit nicht optimalem Brechungsindex keine Reflektivität von 0 erreicht werden. Werden dagegen zwei Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes verwendet, kann durch die Wahl von geeigneten Schichtdicken R=0erfüllt werden. In Abbildung 2.9 sind verschiedene Reflektivitätswerte $(0, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-2})$ 0.03, 0.05 und 0.1) in Abhängigkeit der zwei Schichtdicken d_1 und d_2 aufgetragen. Der Einfallswinkel ist $\theta_0 = 0^\circ$. Für die Schichtfolge Luft/TiO₂/SiO₂/GaAs wird eine Reflektivität von R = 0 für die Schichtdicken $d_1(\text{TiO}_2) = 38.2 \text{ nm}$ und $d_2(\text{SiO}_2) = 67.2 \text{ nm}$ erreicht. Für höhere Reflektivitäten sind andere Kombinationen möglich, die Bereiche hierfür werden größer. Allerdings sind diese ovalen Bereiche relativ schmal. Falls die erste Schicht nach der Beschichtung nicht die richtige Schichtdicke aufweist, kann dies durch die zweite Schicht in gewissen Grenzen ausgeglichen werden. Diese zweite Schicht darf allerdings einen sehr kleinen Toleranzbereich nicht verlassen. Das Reflektivitätsminimum R = 0 für die Schichtfolge Luft/SiO₂/TiO₂/GaAs wird mit den Schichtdicken $d_1(SiO_2) = 118.8 \text{ nm}$ und $d_2(\text{TiO}_2) = 71.2 \,\text{nm}$ erreicht. Für diese Schichtfolge werden also wesentlich dickere Schichten benötigt, als für den ersten Fall. Allerdings ist auch zu erkennen, dass für diesen zweiten Fall die Erhöhung der Reflektivität bei Veränderung der Dicken nicht so groß ist, wie im ersten Fall. Daher kann bei der zweiten Schichtfolge ein höherer Fehler der Schichtdicken in Kauf genommen werden.

In Abbildung 2.10 ist die Schichtkombination für eine Reflektivität von 0 aufgetragen, abhängig vom Einfallswinkel für beide Polarisationsrichtungen. Die Änderung des Winkels beträgt jeweils 5°, beide Schichtfolgen sind aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass mit



Abbildung 2.9: Reflektivitäten $(R=0, 10^{-3}, 10^{-2}, 0.03, 0.05 \text{ und } 0.1)$ über den Schichtdicken d_1 und d_2 für die Schichtfolge Luft/TiO₂/SiO₂/GaAs (-----) und Luft/SiO₂/TiO₂/GaAs (-----).



Abbildung 2.10: Werte für die Schichtdicken d_1 und d_2 , bei denen die Reflektivität 0 ist, für verschiedene Einfallswinkel (0°– 60° in 5°-Schritten) jeweils für die s- und die p-Polarisation.

steigendem Winkel die optimalen Schichtdicken zwischen s- und p-Polarisation auseinander gehen. Somit ist es mit einem solchen Zweischichtsystem nicht möglich, für einen größeren Einfallswinkel eine Reflektivität einzustellen, die sowohl für die s- als auch für die p-Polarisation den Wert 0 ergibt. Desweiteren sind für Einfallswinkel größer als 60° keine Reflektivitäten mit dem Wert 0 zu erreichen.

Hochreflexionsschichten

In Abbildung 2.11 ist für die Schichtfolge Luft/TiO₂/SiO₂/GaAs die Reflektivität über die beiden Schichtdicken d_1 und d_2 für einen Einfallswinkel von 0° aufgetragen. Die maximale Reflektivität von 0.638 wird mit den Schichtdicken $d_1(\text{SiO}_2) = 163.3 \text{ nm}$ und $d_2(\text{TiO}_2) = 102.1 \text{ nm}$ erreicht. Für andere Schichtdicken sinkt die Reflektivität in elliptischen Kurven. Allerdings ist der Abfall der Reflektivität sehr gering. Für eine Reflektivität von 0.6 oder größer kann ein Schichtdickenbereich für beide Schichten von fast 60 nm verwendet werden. Für die zweite Schichtfolge Luft/SiO₂/TiO₂/GaAs gibt es keine hochreflektierende Variante. Die SiO₂-Schicht wirkt als AR-Schicht und wird nur mit einer Schichtdicke von 0 oder $\lambda/2n_1$ unwirksam. Damit reduziert sich die Schichtfolge zu einer Schicht aus TiO₂. Diese wirkt damit ebenfalls als AR-Schicht und sollte somit auch 0 oder $\lambda/2n_2$ dick sein. Somit hat die maximal zu erreichende Reflektivität einen Wert von ca. 0.3, was dem Übergang von GaAs zu Luft entspricht. In Abbildung 2.11 ist zusätzlich die Schichtdickenkombination für eine maximale Reflektivität bei steigendem Einfallswinkel aufgezeigt. Hierbei sind die Punkte für die s- und die p-Polarisation identisch.

Allerdings ist der Wert der maximal zu erreichenden Reflektivität von der Polarisationsrichtung abhängig, was in Abbildung 2.12 dargestellt ist. Für einen Einfallswinkel von 0° liegt die maximale Reflektivität bei 0.638. Mit steigendem Winkel erhöht sich diese



Abbildung 2.11: Reflektivitäten (R = 0.638, 0.63, 0.6, und 0.55) über den Schichtdicken d_1 und d_2 für die Schichtfolge Luft/TiO₂/SiO₂/GaAs, sowie die Schichtdickenkombinationen für die höchste Reflektivität, abhängig vom Einfallswinkel.



Abbildung 2.12: Maximal zu erreichende Reflektivität für die Schichtfolge Luft/TiO₂/SiO₂/GaAs, abhängig vom Einfallswinkel für die s- und p-Polarisation.

für die s-Polarisation, bis sie bei 90° den Wert 1 erreicht. Dagegen sinkt die maximal zu erreichende Reflektivität für die p-Polarisation mit steigendem Winkel und erreicht bei 60° den Wert 0.3, was der Reflektivität von GaAs ohne Beschichtung entspricht. Die Reflektivität sinkt danach weiter, bis sie beim Brewster-Winkel den Wert 0 erreicht, um danach wieder anzusteigen. Somit kann für große Einfallswinkel eine hohe Reflektivität für die s-Polarisation erreicht werden, für die p-Polarisation dagegen nicht.

2.2.4 Mehrschichtsysteme

Wie oben gezeigt, sind Ein- bzw. Zweischichtsysteme nur für relativ eingeschränkte Anwendungsbereiche verwendbar. AR-Schichten sind nur auf eine Wellenlänge beschränkt und stark winkelabhängig. Bei HR-Schichten ist die maximale Reflektivität noch nicht hoch genug, und auch die Winkelabhängigkeit beschränkt den Anwendungsbereich. Um diesen zu vergrößern, werden Mehrschichtsysteme verwendet [8],[14]–[19]. Die Handhabung der vielen freien Parameter ist nur noch mit Simulationsprogrammen vernünftig möglich. Im Folgenden werden hierfür Beispiele dargestellt.

Antireflexionsschichten

Zum Vergleich sollen ein Einschichtsystem $(n_1 = \sqrt{n_S}, d_1 = \lambda/4n_1)$ und ein Fünfschichtsystem aus SiO₂ und TiO₂ betrachtet werden, das Substrat ist GaAs. In Abbildung 2.13 ist die Reflektivität über die Wellenlänge zweier Beschichtungen für einen Einfallswinkel von 0° dargestellt. Deutlich erkennbar ist der sehr breite Bereich niedriger Reflektivität für das Fünfschichtsystem $(R \le 10^{-3})$ von 43 nm. Im Gegensatz dazu zeigt die Reflektivität bei einer Schicht nur eine Breite von 6 nm. Für Reflektivitäten kleiner 10^{-4} liegen die Bereiche bei 26 nm für fünf Schichten und für eine Schicht bei nur 2 nm.



Abbildung 2.13: Vergleich der Reflektivität über der Wellenlänge für AR-Beschichtungen mit einer und fünf Schichten.

Abbildung 2.14: Vergleich der Reflektivität über dem Einfallswinkel für AR-Beschichtungen mit einer und fünf Schichten.

Auch bei Veränderung des Einfallswinkels liegt die Reflektivität für das Fünfschichtsystem unter der für die Einzelschicht, wie dies in Abbildung 2.14 aufgetragen ist. Diese zwei Beispiele zeigen die enorme Vergrößerung der Möglichkeiten und Anwendungen von breitbandigen Entspiegelungsschichten durch Erhöhung der Schichtanzahl.

Hochreflexionsschichten

Um hohe Reflektivitäten zu erreichen, wird ein Bragg-Spiegel (*Distributed Bragg Reflec*tor, DBR) verwendet. Hierbei werden $\lambda/4$ -Schichten (*Quarter-Wave Optical Thickness*, QWOT) verwendet. Ausgehend von einem hochbrechenden Substrat wie z. B. GaAs, beginnt der Braggspiegel mit der Schicht mit dem niedrigeren Brechungsindex $n_{\rm L}$ und endet mit der Schicht mit dem höheren Brechungsindex $n_{\rm H}$. Es wird also immer eine gerade Anzahl Schichten verwendet. Die maximale Reflektivität kann mit

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_{\rm S}}{n_0} \left(\frac{n_{\rm H}}{n_{\rm L}}\right)^{2m}}{1 + \frac{n_{\rm S}}{n_0} \left(\frac{n_{\rm H}}{n_{\rm L}}\right)^{2m}}\right)^2 \tag{2.29}$$

berechnet werden [1][20], wobei m die Anzahl der Schichtpaare ist. Die Reflektivität ist also vor allem von der Anzahl der Schichtpaare, aber auch vom Brechungsindexverhältnis $n_{\rm H}/n_{\rm L}$ abhängig, welches möglichst hoch sein sollte. In Abbildung 2.15 ist die Reflektivität über der Anzahl der Schichten aufgetragen. Als Beispiel sind ein Braggspiegel mit SiO₂/TiO₂ (Brechungsindexverhältnis 1.6) sowie einer mit Al₂O₃/Ta₂O₅ (Verhältnis 1.24) auf GaAs dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, dass der Braggspiegel mit dem größeren

 $n_{\rm S} = 1.5$

 $d = \lambda/4n$

TiO₂/SiO₂

 $n_{\rm H}/n_{\rm I} = 1.6$

Ta₂O₅/Al₂O₃

 $n_{\rm H}/n_{\rm I} = 1.24$

9 11 13 15 17 19 21

Number of Layers



dexverhältnis.

Verhältnis schneller höhere Reflektivitäten erreicht. Hier werden also für eine bestimmte Reflektivität eine geringere Anzahl Schichten benötigt.

Abbildung 2.15: Reflektivität eines Bragg-Abbildung 2.16: Reflektivität eines Bragg-Spiegels auf einem hochbrechenden Sub-Spiegels auf einem niederbrechenden Substrat (GaAs n = 3.5), abhängig von der Anstrat (Glas n = 1.5), abhängig von der Anzahl der Schichten und dem Brechungsinzahl der Schichten und dem Brechungsindexverhältnis.

1.0

0.8

0.6

0.4

0.2

0.0

1 3 5 7

Reflectivity

Wenn ein niederbrechendes Substrat, z. B. Glas verwendet wird, beginnt der Bragg-Spiegel mit der Schicht, die den höheren Brechungsindex hat. Danach folgen wie im ersten Fall Schichtpaare. Die Anzahl der Schichten sollte also ungerade sein, und die maximale Reflektivität kann mit

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_{\rm H}^2}{n_0 n_{\rm S}} \left(\frac{n_{\rm H}}{n_{\rm L}}\right)^{2m}}{1 + \frac{n_{\rm H}^2}{n_0 n_{\rm S}} \left(\frac{n_{\rm H}}{n_{\rm L}}\right)^{2m}}\right)^2 \tag{2.30}$$

bestimmt werden [1],[20]. In Abbildung 2.16 ist die Reflektivität von Bragg-Spiegeln abhängig von der Schichtzahl aufgetragen. Dabei sind die verwendeten Schichten wieder SiO_2/TiO_2 mit dem hohen Brechungsindexverhältnis von 1.6 und Al_2O_3/Ta_2O_5 mit dem kleineren Verhältnisvon 1.24, in diesem Fall auf einem niederbrechenden Substrat (z. B. Glas). Auch hier sieht man den schnelleren Anstieg in der Reflektivität für die Schichten mit dem höheren Verhältnis. Zu erkennen ist auch, dass dabei die Anzahl der Schichten ungerade ist, bei gerader Anzahl ergeben sich niedrigere Reflektivitäten. Diese Beispiele zeigen, dass jede Reflektivität eingestellt werden kann. Auch Werte zwischen den Simulationspunkten können durch Veränderung, z. B. der letzten Schicht, erreicht werden.

Wellenlängenabhängiger Brechungsindex 2.3

Bisher wurde der Brechungsindex \overline{n} als konstant angenommen. Allerdings ist der Brechungsindex von vielen Größen, wie Temperatur oder Kristallrichtungen, abhängig. Am wichtigsten ist aber die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge bzw. der Frequenz $\omega = 2\pi f = 2\pi c/\lambda$. Diese Dispersion ist vor allem auf die Polarisierung des Materials durch die elektromagnetische Welle zurückzuführen. Um dies besser beschreiben zu können, wird vom Brechungsindex zur relativen Dielektrizitätskonstante $\overline{\varepsilon}_{\rm r}$ übergegangen, die ebenfalls eine komplexe Größe ist

$$\overline{\varepsilon}_{\mathbf{r}} = \varepsilon_{\mathbf{r}}' - i\varepsilon_{\mathbf{r}}'' \,. \tag{2.31}$$

Diese verbindet das elektrische Feld \vec{E} mit der dielektrischen Verschiebung \vec{D} [21]–[25]

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \overline{\varepsilon}_r \vec{E} . \tag{2.32}$$

Die relative magnetische Feldkonstante $\overline{\mu}_{\rm r}$ verbindet die magnetische Feldstärke \vec{H} mit der magnetischen Induktion \vec{B}

$$\vec{B} = \mu_0 \overline{\mu}_r \vec{H} . \tag{2.33}$$

Der Brechungsindex hängt mit der relativen Dielektrizitätskonstante und der relativen magnetischen Feldkonstante durch

$$\overline{n} = \sqrt{\overline{\varepsilon}_{\mathbf{r}} \overline{\mu}_{\mathbf{r}}} \tag{2.34}$$

zusammen. Für nichtmagnetische Materialien sowie optische Frequenzen ist $\overline{\mu}_r = 1$, und somit ergeben sich für den realen und den imaginären Teil der relativen Dielektrizitätskonstante die Beziehungen

$$\varepsilon'_{\mathbf{r}} = n^2 - k^2$$
 und (2.35)
 $\varepsilon''_{\mathbf{r}} = 2nk$.

Die Polarisation \vec{P} ist von der relativen Dielektrizitätskonstante und dem elektrischen Feld abhängig und ergibt sich zu

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\overline{\varepsilon}_{\rm r} - 1) \vec{E} , \qquad (2.36)$$

wobe
i $\overline{\chi}=\overline{\varepsilon}_r-1$ als elektrische Suszeptibilität bezeichnet wird. Som
it ergibt sich die dielektrische Verschiebung

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} . \tag{2.37}$$

Die Polarisation \vec{P} hängt von der Polarisierbarkeit $\alpha_{\rm P}$ jedes Dipols im Material ab. Jeder Dipol wird sowohl vom äußeren elektrischen Feld \vec{E} als auch von den anderen Dipolen beeinflusst. Das dadurch lokal wirkende Feld $\vec{E}_{\rm lok}$ erzeugt über die Menge der Dipole pro Volumen N und deren Polarisierbarkeit die Gesamtpolarisation

$$\vec{P} = N\alpha_{\rm P}\vec{E}_{\rm lok} \ . \tag{2.38}$$

Das lokale Feld ist vom äußeren elektrischen Feld und der relativen Dielektrizitätskonstante des Materials abhängig und kann mit der Lorentz-Beziehung

$$\vec{E}_{\text{lok}} = \frac{\overline{\varepsilon}_{\text{r}} + 2}{3}\vec{E} \tag{2.39}$$

beschrieben werden. Mit Gleichung (2.36) und (2.38) kann der Zusammenhang zwischen Polarisierbarkeit $\alpha_{\rm P}$ und relativer Dielektrizitätskonstante $\overline{\varepsilon}_{\rm r}$ durch die Clausius-Mossotti-Gleichung

$$\frac{\overline{\varepsilon}_{\rm r} - 1}{\overline{\varepsilon}_{\rm r} + 2} = \frac{N\alpha_{\rm P}}{3\varepsilon_0} \tag{2.40}$$

gegeben werden. Die Polarisierbarkeit eines Materials hat unterschiedliche Ursachen, die im Folgenden einzeln beschrieben werden.

Atomare Polarisation

Die atomare bzw. elektronische Polarisation beschreibt die Verschiebung des Ladungsschwerpunktes der Elektronen zu dem des Atomkerns. Hierbei wird ein feststehender Atomkern angenommen, der von z Elektronen mit der Masse m_0 umgeben ist (siehe Abbildung 2.17, oben links). Die Rückstellkraft ist durch eine Feder mit der Steifigkeit F_A beschrieben, und das System besitzt eine Eigenfrequenz $\omega_{0,A}$. Die Elektronenschale mit der Ladung zq werden durch eine externe Kraft angeregt, in diesem Fall das elektrische Feld \vec{E}_0 . Zusätzlich ist das System gedämpft, was durch den Dämpfungsfaktor γ_A beschrieben wird. Mit der Differentialgleichung [21],[23]

$$m_0 \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + m_0 \gamma_A \omega_{0,A} \frac{d \vec{r}}{dt} + m_0 \omega_{0,A}^2 \vec{r} = q \vec{E}_0 e^{i\omega t} \qquad \text{mit} \qquad \gamma_A = \frac{b}{\omega_{0,A} z m_0}$$
(2.41)

erhält man als Lösung eine gedämpfte harmonische Schwingung

$$\vec{r} = \frac{q}{m_0} \vec{E}_0 e^{i\omega t} \frac{1}{\omega_{0,A}^2 - \omega^2 + i\gamma_A \omega \omega_{0,A}} .$$
(2.42)

Damit kann die Polarisierbarkeit für die atomare Polarisation $\alpha_{P,A}$ bestimmt werden

$$\alpha_{\rm P,A} = \frac{zq\vec{r}}{\vec{E}(t)} = \frac{zq^2}{m_0} \frac{1}{\omega_{0,A}^2 - \omega^2 - i\gamma_A\omega\omega_{0,A}} \qquad \text{mit} \qquad \omega_{0,A} = \sqrt{\frac{F_A}{zm_0}} \,. \tag{2.43}$$

Für hohe Frequenzen $\omega \gg \omega_{0,A}$ wird die Polarisierbarkeit 0, weil die anregende Kraft zu schnell für das Federsystem ist. Für Frequenzen $\omega \ll \omega_{0,A}$ ergibt die Polarisierbarkeit einen konstanten Wert, da das Federsystem dem sich langsam veränderndem äußeren Feld folgen kann. Nur im Bereich von Frequenzen um die Eigenfrequenz $\omega \approx \omega_{0,A}$ spielt der Imaginärteil im Nenner von Gleichung (2.43) eine Rolle. Wird die Frequenz von knapp unterhalb der Eigenfrequenz erhöht, so kommt es zu einer Resonanzüberhöhung und die Polarisierbarkeit wird größer. Bei weiterer Erhöhung der Frequenz über die Eigenfrequenz hinaus fällt die Polarisierbarkeit stark ab und wird negativ. Erst bei einer weiteren Frequenzerhöhung erreicht die Polarisierbarkeit dann den Wert 0. Die Höhe der Resonanzüberhöhung hängt von der Dämpfung ab; ohne Dämpfung käme es zu einer Unstetigkeitsstelle im Frequenzverlauf. Im Frequenzbereich um die Eigenfrequenz kommt es auch zu einem Anstieg der Verluste, also zu einer Erhöhung von $\varepsilon_{\rm r}^{\prime\prime}$, daher wird diese Art der Schwingung auch als Resonanzabsorption bezeichnet.

Ionische Polarisation

Bei der ionischen oder Verschiebungspolarisation werden unterschiedlich geladene Ionen gegeneinander verschoben. Die Teilchen besitzen die Masse $m_{\rm I}$ und sind im Modell durch eine Feder mit der Steifigkeit $F_{\rm I}$ verbunden (siehe Abbildung 2.17, unten). Dadurch ergibt sich wieder eine harmonische Schwingung mit der Eigenfrequenz $\omega_{0,\rm I}$, die Dämpfung ist durch den Faktor $\gamma_{\rm I}$ gegeben. Die Differentialgleichung und Lösung ist identisch zum vorherigen Fall, und die Polarisierbarkeit für die ionische Polarisation $\alpha_{\rm P,\rm I}$ ergibt sich zu [21],[23]

$$\alpha_{\rm P,I} = \frac{q^2}{m_{\rm I}} \frac{1}{\omega_{0,\rm I}^2 - \omega^2 - i\gamma_{\rm I}\omega\omega_{0,\rm I}} \qquad \text{mit} \qquad \omega_{0,\rm I} = \sqrt{\frac{F_{\rm I}}{m_{\rm I}}} \,. \tag{2.44}$$

Auch diese Polarisation ist eine Resonanzabsorption und zeigt einen ähnlichen Verlauf wie bei der atomaren Polarisation.

Mit Gleichung (2.40) kann somit der Verlauf der relative Dielektrizitätskonstante für die beiden Polarisationsmechanismen bestimmt werden

$$\overline{\overline{\varepsilon}_{\rm r}} - \frac{1}{\overline{\varepsilon}_{\rm r}} + 2 = \frac{N}{3\varepsilon_0} (\alpha_{\rm P,A} + \alpha_{\rm P,I}) . \qquad (2.45)$$

Orientierungspolarisation

Die Orientierungspolarisation beschreibt das Verhalten von permanenten Dipolen im elektrischen Feld, wie dies in Abbildung 2.17, oben rechts dargestellt ist. Die Dipole richten sich nach dem elektrischen Feld aus, bei einer harmonischen Anregung werden sie also periodisch umgedreht. Diese Art der Polarisation kommt vor allem bei Flüssigkeiten und Gasen vor, da hier die Dipole frei beweglich sind. In Festkörpern sind die Dipole dagegen relativ fest "eingefroren", und das elektrische Feld reicht normalerweise nicht aus sie umzudrehen. Erst ab höheren Temperaturen um den Schmelzpunkt kann es zu einem sprunghaften Anstieg der Orientierungspolarisation kommen. Die Eigenbewegung der Dipole wirkt der Polarisation etwas entgegen und ist dadurch stark von der Temperatur T abhängig [21]

$$\vec{P} = \frac{Np_0^2}{3k_{\rm B}T}\vec{E} , \qquad (2.46)$$

wobe
i p_0 der Betrag des permanenten Dipol
momentes und $k_{\rm B}$ die Boltzmannkonstante ist. Die Dipole besitzen eine gewisse Trägheit, was zu einem Relaxationsverhalten führt. Die relative Dielektrizitätskonstante wird daher zu

$$\bar{\varepsilon}_{\rm r} = 1 + \frac{Np_0^2 - 1}{3\varepsilon_0 k_{\rm B} T (1 - j\omega/\omega_{0,\rm O})} , \qquad (2.47)$$

mit der Relaxationsfrequenz $\omega_{0,0}$, die von der Beweglichkeit der Dipole abhängt.

Alle Beiträge der Polarisation sind somit bekannt (Gleichungen (2.45) und (2.47)), und der gesamte Verlauf der relativen Dielektrizitätskonstante $\overline{\varepsilon}_{r}$ ist in Abbildung 2.18 dargestellt. Für kleine Frequenzen, im Bereich von Radiowellen, ist ε'_{r} relativ groß. In diesem





Abbildung 2.17: Darstellung der drei verschiedenen Polarisationsmechanismen [21]; oben links die atomare, oben rechts die Orientierungs- und unten die ionische Polarisation.

Abbildung 2.18: Beispielhafte Darstellung der relativen Dielektrizitätskonstante $\overline{\varepsilon}_{\rm r}$ in Abhängigkeit der Frequenz f bzw. der Wellenlänge λ . Einfluss haben atomare, ionische und Orientierungpolarisation [21]– [23].

Bereich tragen alle Polarisationsmechanismen zur relativen Dielektrizitätskonstante bei. Bei Erhöhung der Frequenz kommen ab einer bestimmten Frequenz die Dipole nicht mehr mit dem elektrischen Feld mit, und der Betrag der Orientierungspolarisation geht auf 0 zurück. Während dieser Abnahme tritt eine Phasenverschiebung zwischen äußerem Feld und der Bewegung der Dipole auf, was in einem Beitrag des Imaginärteils ε_r'' und somit in Verlusten resultiert. Es tragen nur noch die atomare und die ionische Polarisation zur relativen Dielektrizitätskonstante bei. Bei weiterer Erhöhung der Frequenz wird die Resonanzfrequenz der ionischen Polarisation $\omega_{0,I}$ erreicht. Hier kommt es zur Resonanz mit einem anschließenden steilen Abfall von ε'_r , bis bei noch höherer Frequenz die ionische Polarisation keinen Beitrag mehr hat. Auch hier kommt es während der Resonanzabsorption zu Verlusten, die wieder in einem Betrag von ε''_r resultieren. Nun ist nur noch die atomare Polarisation von Bedeutung und reicht vom infraroten über den sichtbaren bis in den ultravioletten Bereich. Wird die Frequenz weiter erhöht, kommt es erneut zur Resonanzabsorption bei der Frequenz $\omega_{0,A}$, zu einem erneuten Abfall der relativen Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_{\rm r}'$ und zu einem Beitrag von $\varepsilon_{\rm r}''$ durch Verluste. Jenseits dieser Frequenzen gibt es keinen Beitrag zur Polarisation, ε'_r ist 1 und die elektrische Suszeptibilität χ wird 0. Im Bereich noch höherer Frequenzen, im Bereich von Röntgenstrahlen, treten weitere Resonanzeffekte durch Ionisierung der Atome auf [25]. Für niedrige Frequenzen um die 1 Hz treten Polarisationseffekte durch Grenzflächen und Raumladungszonen auf [22]. In Metallen sind die Elektronen nicht an die Gitteratome gebunden, sondern es existiert ein Elektronengas, wodurch die atomare und die ionische Polarisation nicht vollständig getrennt werden können [21], wie dies hier geschehen ist. Es muss ein komplexerer Ansatz gemacht werden, der hier allerdings nicht weiter diskutiert werden soll.

Aus dem Verlauf der relativen Dielektrizitätskonstante kann mit Gleichung (2.34) der Brechungsindex berechnet werden

$$n = \sqrt{0.5 \left(\sqrt{\varepsilon_{\rm r}'^2 + \varepsilon_{\rm r}''^2} + \varepsilon_{\rm r}'\right)}$$

$$k = \sqrt{0.5 \left(\sqrt{\varepsilon_{\rm r}'^2 + \varepsilon_{\rm r}''^2} - \varepsilon_{\rm r}'\right)} .$$
(2.48)

Da in dieser Arbeit dielektrische Materialien charakterisiert und verwendet werden, sollen diese im Folgenden noch etwas genauer betrachtet werden. In Abbildung 2.19 ist der generelle Verlauf des Brechungsindex \overline{n} über der Wellenlänge vom ultravioletten bis in den infraroten Bereich dargestellt. Dieser wird durch die atomare Polarisation bestimmt und stellt einen Ausschnitt des Verlaufes der relativen Dielektrizitätskonstante aus Bild 2.18 dar.



Abbildung 2.19: Prinzipieller Verlauf des Brechungsindex n und des Extinktionskoeffizients k in Abhängigkeit von der Wellenlänge für dielektrische Materialien [24].

Für kleine Wellenlängen, also im ultravioletten Frequenzbereich, gibt es keinen Beitrag der Polarisation. Bei Erhöhung der Wellenlänge setzt die atomare Polarisation ein, der Brechungsindex steigt schnell an und zeigt ein Maximum bei der Resonanzfrequenz $\omega_{0,A}$. In diesem Bereich zeigt auch der Extinktionskoeffizient einen deutlichen Beitrag auf Grund der Resonanzabsorption. Für höhere Wellenlängen sinkt der Brechungsindex dann auf einen nahezu konstanten Wert bis weit in den Infrarotbereich hinein ab. Der Extinktionskoeffizient sinkt theoretisch auf 0. Die nächste Resonanz setzt erst bei Wellenlängen von einigen zehn µm ein und ist für den normalen Gebrauch in der Optoelektronik nicht relevant. Für Halbleiter sieht der Verlauf des Brechungsindex ähnlich aus. Die Resonanz liegt allerdings bei etwas höheren Wellenlängen, und es treten oft mehrere Resonanzmaxima auf, da die Polarisationsmechanismen komplexer sind [24]. Bei Metallen liegt die Resonanz bei viel höheren Wellenlängen. Das Elektronengas erfährt zwar weitaus geringere Bindungskräfte durch die Rumpfatome, allerdings entsteht durch Streuung ein weitaus größerer Verlust, was in einem generell höheren Extinktionskoeffizient bei Metallen resultiert [24].

Kramers-Kronig Relation

Der Realteil $\varepsilon'_{\rm r}$ und der Imaginärteil $\varepsilon''_{\rm r}$ der relativen Dielektrizitätskonstante sind nicht unabhängig voneinander. Sie sind durch die Kramers-Kronig Relation miteinander verknüpft [21],[24]

$$\varepsilon_{\rm r}'(\omega^*) - 1 = \frac{2}{\pi} H \int_0^\infty \frac{\omega \varepsilon_{\rm r}''(\omega)}{\omega^2 - \omega^{*2}} d\omega \qquad (2.49)$$
$$\varepsilon_{\rm r}''(\omega^*) = -\frac{2\omega^*}{\pi} H \int_0^\infty \frac{\varepsilon_{\rm r}'(\omega) - 1}{\omega^2 - \omega^{*2}} d\omega ,$$

wobei H den Hauptwert der Integrale bezeichnet. Es kann somit z. B. ε'_r durch Experimente bestimmt und ε''_r dann durch eine numerische Integration berechnet werden. Die Kramers-Kronig Relation gilt auch für die elektrische Suszeptibilität $\overline{\chi}$ und den Brechungsindex \overline{n} (hier muss nur ε'_r durch n und ε''_r durch k ersetzt werden). Es gibt noch eine Reihe weiterer Zusammenhänge und verschiedenste Summenregeln. Eine wichtige Summenregel besagt, dass der Realteil des Brechungsindex n-1 über den gesamten Frequenzbereich integriert 0 ergibt [26],[27]

$$\int_0^\infty (n(\omega) - 1) \,\mathrm{d}\omega = 0 \;. \tag{2.50}$$

Daraus lässt sich schließen, dass der Brechungsindex für große Frequenzen den Wert 1 annimmt und für keine Frequenzen unendlich wird. Desweiteren gilt

$$\int_0^\infty \omega k(\omega) \,\mathrm{d}\omega = \frac{\pi}{4} \omega_\mathrm{P}^2 \,, \qquad (2.51)$$

mit der Plasmafrequenz $\omega_{\rm P}$. Sie ist die Frequenz, ab der ein Material mit einer elektromagnetischen Welle nicht mehr wechselwirkt. Die Plasmafrequenz liegt höher als die letzte Resonanzfrequenz $\omega_{0,\rm A}$ der atomaren Polarisation. Wie in Abbildung 2.18 zu sehen ist, gibt es in diesem Frequenzbereich keinen Verlustbeitrag ($\varepsilon''_{\rm r} = 0$) und der Realteil der relativen Dielektrizitätskonstante ist $\varepsilon'_{\rm r} = 1$. Daraus ergibt sich ein Brechungsindex von $\overline{n} = 1$, der dem von Vakuum entspricht. Daher gibt es für Frequenzen größer als die Plasmafrequenz keinerlei Reflexionen und Absorptionen in diesem Material, und die Welle kann ungehindert hindurch gehen.

Kapitel 3

Herstellung

3.1 Übersicht über Beschichtungsverfahren

Es gibt eine Vielzahl von Möglichkeiten dünne Schichten aufzubringen, eine umfassende Übersicht wird in [28] gegeben. Das älteste und sehr weit verbreitete Verfahren zur Herstellung von dünnen Schichten ist das Verdampfen bzw. Aufdampfen [29]. Hierbei wird das Material so weit erhitzt (durch Strom, Induktion oder Elektronenstrahl), bis es verdampft. Das Substrat ist kopfüber angebracht, und das verdampfte Material schlägt sich auf dem Substrat und in großen Bereichen der Kammer nieder. Diese Methode ist relativ unkompliziert, reproduzierbar und kostengünstig. Das Aufdampfen wird vor allem für Metalle verwendet. Allerdings ist die Schichtqualität nicht sehr gut. Verdampftes Material, welches das Substrat erreicht, hat nur eine Energie von 0.1–0.2 eV. Diese Energie reicht nicht für eine genügende Restbeweglichkeit der ankommenden Teilchen aus, um günstigere Plätze auf der sich bildenden Schicht einnehmen zu können. Dadurch entstehen poröse Schichten [30],[31] mit hoher Absorption und Streuung, was schlechte optische Eigenschaften ergibt. Auch kann Wasser (Luftfeuchtigkeit) in diese Hohlräume eindringen und somit den Brechungsindex dieser Schichten verändern.

Um kompaktere Schichten zu erzeugen, kann das Aufdampfen durch verschiedene Möglichkeiten verbessert werden. Ziel ist es, die Energie während der Beschichtung zu erhöhen. Es kann z. B. das Substrat beheizt werden, wodurch sich die Oberflächenbeweglichkeit des sich niederschlagenden Materials erhöht. Somit können die Teilchen günstigere Plätze auf dem bereits abgeschiedenen Material einnehmen und eine kompaktere, dichtere Schicht entsteht. [32] zeigt, dass dafür das Verhältnis der Temperatur des Substrates $T_{Sub.}$ zur Temperatur des Siedepunktes $T_{\rm B}$ des aufzudampfenden Material größer als 0.5 sein muss. Dies kann für einige Metalle noch erreicht werden. Für optische Schichten werden dagegen normalerweise Oxide oder Nitride verwendet, deren Schmelzpunkte zwischen 1700 °C und 2700 °C liegen. Eine genügend hohe Temperatur für das Substrat ist somit nur schwer zu erreichen und für manche zu beschichtende Materialien, wie z. B. Halbleiter (GaAs, InP), nicht möglich. Die Energie während der Beschichtung zu erhöhen kann auch mittels eines Ionenstrahls geschehen. Hierbei wird das Substrat mit einem Ionenstrahl beschossen, die Energie wird somit auf der Oberfläche des Substrates und der auftreffenden Teilchen erhöht. Dieses Verfahren wird als ionenunterstütztes Beschichten (*Ion Assisted Deposition*, IAD) bezeichnet [29],[33]. Hierdurch lässt sich die Kompaktheit der Schichten erhöhen, allerdings wird durch die hohe Energie der Ionen die Schicht auch immer etwas geschädigt [34]. Es kann auch die Energie des verdampfenden Materials erhöht werden. Beim Ionenplattieren (*Ion-Plating*, IP) [29],[33],[35],[36] wird das verdampfte Material, oder auch ein zusätzliches inertes oder reaktives Gas, ionisiert (durch eine Gasentladung oder eine zusätzliche Plasmaquelle). Durch ein elektrisches Feld zwischen Substrat und Verdampferquelle wird das Material beschleunigt und trifft somit mit höherer Energie auf das Substrat. Es können auch ionisierte Gasteilchen in diese Richtung beschleunigt werden, was einen zusätzlichen Sputtereffekt ergibt. Dieses Verfahren ist mittlerweile eine sehr gut entwickelte und häufig verwendete Methode, um optisch hochwertige Schichten herzustellen.

Ein weiteres Verfahren ist das Sputtern (Zerstäuben). Hierbei wird das Beschichtungsmaterial mit Ionen beschossen. Die Ionen schlagen Materialteilchen heraus, welche dann auf das Substrat gelangen. Dieses gesputterte Material besitzt Energien von $1-10\,\mathrm{eV}$, was eine genügend hohe Oberflächenbeweglichkeit ergibt, um dichte Schichten zu erzeugen. Eine einfache Art der Sputterbeschichtung ist der Parallelplattenreaktor [29], [36]–[38]. Zwischen zwei parallelen Platten (Elektroden), dem Substrat und dem Target (zu sputterndes Material), wird ein Plasma erzeugt. Durch den Dunkelraum zwischen Plasma und Target werden Ionen beschleunigt und können Material aus dem Target schlagen, welches sich dann auf dem Substrat absetzt. Das Problem bei diesem Verfahren ist, dass auch das Substrat Kontakt mit dem Plasma hat und dadurch teilweise gesputtert werden kann, was höhere Absorptionen der Schichten zur Folge hat. Auch können Verunreinigungen durch abgesputtertes Kammermaterial die Schichtqualität beeinflussen. Weitere Nachteile sind der undefinierte Beschichtungsbeginn und die unterschiedlichen elektrischen Felder an Kanten, die zu Inhomogenitäten führen. Beim Gleichstrom- (Direct Current, DC) Sputtern können nur Metalle verwendet werden, da sich sonst das Target aufladen würde. Durch das Sputtern mit Radiofrequenz (Radio Frequency, RF-Sputtern) wird dies verhindert und auch Isolatoren, wie z. B. Oxide, können als Target verwendet werden. Durch eine geeignete Elektrodengeometrie kann die Targetsputterrate erhöht und die Substratsputterrate erniedrigt werden. Durch das Sputtern mit Magnetfeldröhren (Magnetron-Sputtern) [36], [39]–[42] kann die Sputterrate nochmals um den Faktor 10–100 erhöht und größere Flächen können homogener beschichtet werden. Eine andere Art des Sputterns ist das Ionenstrahlsputtern [36], [43]–[46]. Hierbei wird das Plasma separat erzeugt, und die Ionen werden durch ein Gittersystem aus der Ionenstrahlquelle auf das Target beschleunigt. Der Vorteil ist, dass das Substrat nicht mehr im direkten Kontakt mit dem Plasma steht. Ferner können Druck, Ionenenergie und Ionenstrahldichte unabhängig voneinander eingestellt werden. Auch kann durch einen Shutter immer ein Beschichtungsanfang mit definierten Prozessparametern gewährleistet werden und es gibt keine Inhomogenität an Kanten. Dieses Verfahren wird auch in dieser Arbeit verwendet und später genauer beschrieben.

Eine andere Methode, welche oft zur Beschichtung verwendet wird, ist die (plasmaun-

terstützte) chemische Dampfbeschichtung ((*Plasma-Enhanced*)*Chemical Vapour Deposi*tion, (PE)CVD) [47]–[49]. Hierbei werden die Materialien in gasförmigem Zustand über das aufgeheizte Substrat geleitet. Auf diesem werden durch verschiedene chemische und physikalische Reaktionen die gewünschten Materialien aufgebracht, gegebenenfalls unterstützt durch ein Plasma in der Kammer. Durch dieses Verfahren werden vor allem SiN_x, SiO_x und SiO_xN_y aufgebracht. Der Brechungsindex kann in einem gewissen Bereich durch verschiedene Gaszusammensetzungen in der Kammer variiert werden. Allerdings sind dadurch die Schichten nicht sehr stabil, da die Stöchiometrie oft nicht stimmt. Durch Umwelteinflüsse, wie Temperatur und Luftfeuchtigkeit, kann sich daher der Brechungsindex ändern. Auch kann die Schichtqualität durch verschiedenste Verunreinigungen (vorherige Prozesse, Kammermaterial, ...) negativ beeinflusst werden. Dieses Verfahren ist aber ein sehr schnelles und wird eher für dickere Schichten, z. B. für Passivierungen verwendet, für hochwertige optische Schichten ist es dagegen nicht optimal.

3.2 Prinzip der Ionenstrahlsputterbeschichtung

In einer Ionenstrahlquelle wird ein Plasma erzeugt, üblicherweise mit Argon. Durch ein Gittersystem werden die Ionen aus der Quelle herausgezogen und beschleunigt. Dieser Ionenstrahl muss mit Elektronen neutralisiert werden, falls Isolatoren gesputtert werden, um ein Aufladen des Targets zu verhindern. Der Ionenstrahl trifft unter einem bestimmten Winkel das Target und Targetmaterial wird herausgesputtert. Dieses Material bewegt sich in Richtung Substrat und wird dort deponiert. In Abbildung 3.1 ist in (a) die ein-



Abbildung 3.1: Prinzip der Ionenstrahlsputterbeschichtung. (a) Ionenstrahlsputterbeschichten (IBSD), (b) reaktives Ionenstrahlsputterbeschichten RIBSD, (c) reaktives Dual-Ionenstrahlsputterbeschichten (DIBSD) [43],[44].

fachste Anordnung, wie eben beschrieben, aufgezeigt – die Ionenstrahlsputterbeschichtung (*Ion-Beam Sputter Deposition*, IBSD). Beim Sputtern von Oxiden werden die Schichten unterstöchiometrisch (sauerstoffarm). Dies kann verhindert werden, wenn entweder Sauerstoff direkt in die Anlage geleitet oder zusätzlich in der Ionenstrahlquelle verwendet wird. Dies wird als reaktives Ionenstrahlsputterbeschichten (*Reactive Ion-Beam Sputter Deposition*, RIBSD) bezeichnet, siehe (b). Zur weiteren Verbesserung der Schichtqualität kann eine zweite Ionenstrahlquelle mit geringerer Ionenenergie verwendet werden (*Dual Ion-Beam Sputter Deposition*, DIBSD), die direkt das Substrat trifft (c). Die zusätzliche Energie auf dem Substrat erhöht die Oberflächenbeweglichkeit und verbessert somit die Bildung von sehr kompakten Schichten. Zur Verbesserung der Stöchiometrie bei Oxiden

kann Sauerstoff wieder direkt in die Anlage geleitet bzw. in der Sputterquelle oder der zweiten Quelle verwendet werden.

Nicht nur die Möglichkeit zur Herstellung von optisch hochwertigen Schichten ist ein Vorteil der Ionenstrahlsputterbeschichtung, sondern auch die sehr gerichtete Charakteristik des abgesputterten Materials. Dadurch ist es möglich, die Beschichtung auch im so genannten Lift-off Verfahren zu verwenden. Hierbei wird ein Photolack auf einem Substrat strukturiert und anschließend beschichtet. Eine weitere Voraussetzung dafür ist, dass während des Beschichtens das Substrat so gut wie nicht erwärmt wird. Photolack, der eine bestimmte Temperatur (100–300 °C, je nach Art des Lackes) übersteigt, wie dies in anderen Beschichtungsverfahren durchaus geschieht, kann nicht mehr gelöst werden und ein Lift-off Prozess ist somit nicht mehr möglich. Dieser ist aber für die meisten dielektrischen Schichten nicht uninteressant, da die ganzflächige Beschichtung und anschließende Atzung zur Strukturherstellung aufwendig ist. Dieser Lift-off Prozess ist in den rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen (REM) in Abbildung 3.2 zu sehen. Im linken Bild ist der ca. $1.3\,\mu\mathrm{m}$ dicke Lack zu erkennen, der einen schmalen Graben enthält. Das ca. 420 nm gesputterte SiO₂ liegt sowohl auf dem Lack als auch im Graben. Auf Grund der gerichteten Beschichtung werden die Lackflanken nicht beschichtet. Dadurch kann der Lack mit Hilfe eines Lösemittels leicht entfernt werden (der eigentliche Lift-off Prozess), zurück bleibt nur die Beschichtung auf dem Substrat, wie dies im rechten Bild zu erkennen ist.



Abbildung 3.2: REM-Aufnahmen des Lift-off Prozesses. Links der $1.3 \,\mu\text{m}$ dicke Lack sowie SiO₂ auf dem Lack und im Graben. Rechts die verbleibende Beschichtung von 420 nm SiO₂ nach dem Entfernen des Lacks. Die poröse Oberfläche kommt von der dünnen Goldschicht, die zur Neutralisation des Elektronenstrahls im REM aufgebracht wurde.

3.3 Sputtertheorie

3.3.1 Allgemeines

Trifft ein Ion auf eine Oberfläche (Targetmaterial), so gibt es verschiedene Wechselwirkungen (siehe Abbildung 3.3) [36],[52]. Für den Sputterprozess ist ein nicht so tiefes Eindringen des einfallenden Ions mit Herausschlagen eines oder mehrerer Targetatome interessant. Bei hoher Energie kann es aber auch zur Implantation kommen. Des Weiteren werden sekundäre Elektronen und Photonen frei. Vor allem bei großen Einfallswinkeln kommt es zur Reflexion von Ionen oder neutralisierten Teilchen. Im Folgenden soll nur das Sputtern an sich diskutiert werden.





Abbildung 3.3: Darstellung der möglichen Wechselwirkungen zwischen einem einfallenden Ion und der Targetoberfläche [36],[52].

Abbildung 3.4: Darstellung eines Sputterprozesses mit Reihenstößen [38], [45], [51].

Trifft ein Ion mit der Masse $m_{\rm I}$ und der Energie $E_{\rm I}$ die Targetoberfläche (mit der Masse des Targetteilchens $m_{\rm T}$) unter einem Winkel θ , kommt es an der Oberfläche zu einer Reihe von elastischen Stößen. Die Art und Wirkung dieser Stöße hängt vor allem von der Energie des einfallenden Ions ab [36],[38],[50]–[58]. Die Anzahl der abgesputterten Atome je einfallenden Ions wird als Ausbeute (*Yield*) Y bezeichnet. Für sehr geringe Ionenenergien liegt die Sputterausbeute bei sehr geringen Werten im Bereich von 10^{-6} . Eine signifikante Schwelle wird für Energien von 30-40 eV erreicht, hier liegt die Ausbeute normalerweise noch unter 10^{-4} . Für höhere Energien bis 1000 eV steigt die Ausbeute dann nahezu linear an. Dieses ist der Bereich, der für die Ionenstrahlsputterbeschichtung interessant ist. Die Ausbeute kann mit

$$Y = \frac{3\alpha}{4\pi^2} \frac{m_{\rm I} m_{\rm T}}{(m_{\rm I} + m_{\rm T})^2} \frac{E_{\rm I}}{E_{\rm B}}$$
(3.1)

bestimmt werden [36],[50],[51]. Der Faktor α ist hierbei eine von den Massen abhängige, monoton steigende Funktion (für $m_{\rm T} / m_{\rm I} = 0.1$ ist $\alpha = 0.17$ und für $m_{\rm T} / m_{\rm I} = 10$ ist $\alpha = 1.4$), $E_{\rm I}$ ist die Energie des einfallenden Ions und $E_{\rm B}$ die Bindungsenergie des Targetmaterials. Dieser Energiebereich wird auch als *Knock-On* bezeichnet [38]. Die Ausbeute liegt hier zwischen 0.1 und 10 Atomen pro einfallendem Ion. Die Stöße werden hierbei über viele Targetatome weitergeleitet, bis die Energie im Target verbraucht ist, oder die Kaskade aus Stößen wieder zurück an die Oberfläche läuft und somit Material abgesputtert wird (siehe Abbildung 3.4). Im Energiebereich von 1–50 keV steigt die Ausbeute weiter an, allerdings nur noch wurzelförmig (*Collision-Cascade Sputtering*). Hierbei werden rund um den Einschlag des Ions sämtliche Bindungen aufgebrochen, und somit ergeben sich auch größere Ausbeuten. Für Energien höher als 50 keV sinkt die Ausbeute wieder. Hier ist die Energie so hoch, dass die Ionen so tief in das Material eindringen, dass die Reihenstöße nicht mehr effektiv die Oberfläche erreichen. Dies wird auch als Implantation bezeichnet. Die Sputterausbeute ist also vor allem von der Energie, aber auch vom Massenverhältnis abhängig. Der Winkel des einfallenden Ions ist aber auch ein kritischer Parameter und kann mit

$$Y = \frac{C}{(\cos\theta)^x} \tag{3.2}$$

bestimmt werden, wobei C eine Konstante ist, und x zwischen 0.9 und 1.1 variiert. Die Sputterrate steigt mit steigendem Winkel an. Das Maximum liegt bei ca. 60°, danach fällt die Ausbeute schnell ab, da ein Teil der Ionen an der Targetoberfläche reflektiert wird und nicht ins Material eindringt [50],[51]. Bei geeigneter Wahl der Massen, optimaler Energie und optimaler Winkel kann die Ausbeute bis 100-200 Atome pro einfallendem Ion betragen.

3.3.2 Sputtercharakteristik

Wie bereits oben erwähnt, besitzt gesputtertes Material eine höhere Energie $E_{\rm T}$ als z. B. verdampftes. Das Maximum der Energieverteilung des abgesputterten Materials liegt für Energien des einfallenden Ionenstrahls im Bereich von 1000 eV bei ein paar eV und sinkt dann mit $1/E_{\rm T}^2$ ab [52],[53]. Eine Energie von 400–500 eV hat immerhin noch ca. 0.1 % des abgesputterten Materials [59]. Die Richtung des abgesputterten Materials ist wie bei einem Lambertstrahler verteilt. In einer bestimmten Richtung liegt die Hauptachse der Verteilung und zu beiden Seiten fällt die Intensität cosinusförmig ab [59]–[61]. Die Richtung der Hauptachse kann durch einen Winkel zur Targetnormalen angegeben werden. Für einen Einfallswinkel der Ionen von 60° liegt die Hauptachse der Cosinusverteilung für Material mit Energien kleiner als 100 eV bei ca. 40° zur Targetnormalen [59]. Höherenergetisches Material und die reflektierten Argonionen liegen bei ca. 55° bzw. 60°, siehe Abbildung 3.5. Diese Simulationen wurden bei der Planung der Anlage für diese Arbeit zu Grunde gelegt. Das Substrat sollte sich in einem Bereich zwischen 10°–30° befinden, um eine noch ausreichende Beschichtungsrate zu erreichen, aber hochenergetisches Material und reflektierte Ionen sollen möglichst nicht das Substrat treffen, um Schädigungen zu vermeiden.


Abbildung 3.5: Darstellung der Winkelverteilung von abgesputtertem Material und reflektierten Ionen bei einem Einfallswinkel des Ionenstrahls von 60° mit einer Ionenenergie von 1200 eV [59].

3.3.3 Einfluss von Sauerstoff

Beim Sputterbeschichten von Oxiden zeigen normalerweise die Schichten eine Unterstöchiometrie, das heisst, die Schichten enthalten zu wenig Sauerstoff und zeigen leicht metallische Tendenz. Dadurch haben diese Beschichtungen eine hohe Absorption, die für optische Anwendungen unerwünscht ist. Um die Stöchiometrie zu verbessern, wird zusätzlich Sauerstoff in die Anlage geleitet, direkt oder durch eine Ionenstrahlquelle. Auch können so von rein metallischen Targets Oxide abgeschieden werden [44], [45], [62]–[65]. Meistens wird dieser Vorgang vor allem auf die Oxidation der Substratoberfläche zurückgeführt. [66] dagegen zeigt in verschiedenen Versuchen, dass diese Annahme nicht richtig ist und beschreibt die verschiedenen möglichen Mechanismen etwas genauer. In Abbildung 3.6 werden die verschiedenen Mechanismen, die zur vollständigen Oxidation der Schichten beitragen können, dargestellt. (1) stellt das Einlassen von Sauerstoff direkt in die Anlage dar. Der Sauerstoff kann auf dem Substrat auftreffen und dort zur Oxidation beitragen. Dieser Mechanismus hat wenn überhaupt, dann nur einen ganz geringen Einfluss auf die Schichtbildung. Die Energie des Sauerstoffs reicht hier nicht aus, um zur Oxidation der Schichten beizutragen. Dieser Mechanismus hat aber auch keine schichtschädigende Wirkung. Fall (4) kann passieren, wenn Sauerstoff in die Quelle gelangt. Er wird ionisiert und wieder auf das Target beschleunigt. Dort kann er reflektiert werden und trifft mit hoher Energie auf das Substrat. Dieser Fall tritt allerdings wegen des geringen Sauerstoffpartialdrucks sehr selten auf. Allerdings tragen diese hochenergetischen Teilchen zur Schädigung bei, auch wenn es nur eine relativ geringe Anzahl ist. Fall (2) zeigt dasselbe wie (1), nur treffen zusätzlich vom Target abgesputterte Teilchen (Targetmaterial und zusätzlicher Sauerstoff) auf das auf der Oberfläche sitzende Sauerstoffmolekül. Im dritten Fall (3) wird der zusätzliche Sauerstoff vom Target abgesputtert und trifft als einzelnes Atom die Substratfläche. Diese beiden Mechanismen spielen eine wichtige Rolle bei der Oxidation der Schichten, aber [66] konnte beide nicht einzeln in ihrer Wirkung trennen. Allerdings tragen beide Mechanismen auch zur Schichtschädigung bei, da die Energieverteilung von abgesputtertem Sauerstoff teilweise recht hohe Energien enthält. Also ist vor allem der Oxidationszustand des Targets für den Beschichtungsprozess wichtig und weniger der Sauerstoffanteil am Substrat. Die Position der Einlassdüse für den Sauerstoff muss daher nicht genau auf die Substratposition abgestimmt werden. Aus diesen Überlegungen ergibt sich auch, dass der Sauerstoff direkt in die Anlage geleitet werden sollte. Wird er in der Sputterquelle als reaktives Gas verwendet, wird eine höhere Absorption erwartet, da die Oxidation nicht wesentlich verbessert werden kann, allerdings nimmt die Schädigungen durch mehr reflektierten hochenergetischen Sauerstoff zu. Ist eine zweite Ionenstrahlquelle

vorhanden, kann diese mit Sauerstoff betrieben werden, da hier die Energien nicht so hoch sind. Ob dies bessere Ergebnisse liefert, muss genauer untersucht werden.



Abbildung 3.6: Mechanismen zur vollständigen Oxidation während der Beschichtung [66]. (1) Reaktion von O_2 , (2) Reaktion von O_2 unterstützt durch Targetmaterial, (3) Abgesputtertes O_2 und (4) reflektiertes O_2 aus der Quelle.



Abbildung 3.7: Theoretische Abhängigkeit der Absorption vom Sauerstoffpartialdruck, limitiert durch Unterstöchiometrie und Schichtschädigung.

Beide Wirkungen, zum einen eine genügende Oxidation und zum anderen eine möglichst kleine Schichtschädigung, sind gegenläufig. Dies ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Bei zu geringem Sauerstoffanteil in der Anlage überwiegt eine hohe Absorption durch Unterstöchiometrie. Auch wird hier ein höherer Brechungsindex erwartet. Die Absorption sinkt sehr schnell ab, wenn genügend Sauerstoff vorhanden ist. Allerdings schädigt mehr und mehr Sauerstoff die Schicht, und die Absorption steigt wieder an. Es muss also ein Optimum gefunden werden, bei dem die Absorption minimal wird.

3.4 Ionenstrahlquellen

Es gibt verschiedene Ionenstrahlquellen, die älteste ist die Kaufman-Quelle [67]. Ursprünglich wurde sie 1960 als Ionendüse für den Antrieb im Weltraum entwickelt [68]. Mittlerweile ist dieser Quellentyp gut entwickelt und in Beschichtungs- und Ätzverfahren weit verbreitet. In Abbildung 3.8 ist das Prinzip einer solchen Kaufman-Ionenstrahlquelle aufgezeigt [44],[67]–[72]. Der Grundkörper ist ein Zylinder, der auf der einen Seite zu und auf der anderen Seite durch die Extraktionsgitter abgeschlossen ist. Eine solche Quelle kann nur im Vakuum betrieben werden. Der Druck wird durch das in die Quelle einfließende Gas eingestellt. Normalerweise wird hierfür Argon verwendet, es können auch andere Edelgase und zusätzliche reaktive Gase verwendet werden. Die Kathode wird durch den Kathodenstrom I_C (*Cathode Current*) zum Glühen gebracht und emittiert Elektronen. Diese werden auf die Anode beschleunigt. Die Elektronen können auf diesem Weg auf

Gasmoleküle treffen und diese ionisieren. Die Energie der Elektronen wird durch die Entladungsspannung zwischen Kathode und Anode $U_{\rm D}$ (Discharge Voltage) bestimmt, welche 28–43 V betragen sollte. Unter 28 V reicht die Energie nicht aus, um Argon zu ionisieren. Uber 43 V entstehen mehrfach ionisierte Ionen, die nicht erwünscht sind. Da die mittlere freie Weglänge bei einem normalen Betriebsdruck von ca. 10^{-4} mbar relativ hoch (64 cm), und damit die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes zwischen Elektronen und Gasatomen sehr niedrig ist, werden durch ein zusätzliches Magnetfeld die Elektronen auf eine schraubenförmige Bahn gezwungen. Dadurch wird die Weglänge bis zum Auftreffen auf die Quellenwand, und somit die Stoßwahrscheinlichkeit vergrößert. Das dadurch entstehende kalte Plasma hat einen Ionisierungsgrad von ca. 0.01%. Das Potential des Plasmas wird mit der angelegten Strahlspannung $U_{\rm B}$ (*Beam Voltage*) bestimmt. Diese Spannung variiert je nach Anwendung; für das Sputtern werden ca. 1000 V verwendet. Das innerste Gitter, das Abschirmgitter (Screen Grid), liegt auf dem Potential der Kathode. Das zweite Gitter ist das Beschleunigungsgitter (Accelerator Grid) und hat eine negative Spannung $U_{\rm A}$. Gelangt ein Ion durch das Strahlgitter, wird es auf der kurzen Strecke bis zum Beschleunigungsgitter beschleunigt und verlässt durch die Löcher die Quelle. Dabei sollte das Ion nicht auf dem Beschleunigungsgitter aufschlagen und dort neutralisiert werden. Daher ist die genaue Justage der zwei Gitter, der Gitterabstand und das Verhältnis zwischen den Spannungen wichtig $(-U_{\rm A} \approx 0.1 - 0.2 U_{\rm B})$. Durch die negative Spannung $U_{\rm A}$ entsteht außerdem eine Potentialbarriere nach außen und verhindert somit ein Eindiffundieren von Elektronen des Neutralisators. Normalerweise reicht ein Zweigittersystem aus. Ein drittes Gitter, das Bremsgitter (Deceleration Grid), liegt auf Masse. Dadurch kann ein größerer Strahlstrom extrahiert werden (vor allem bei kleinen Spannungen), ohne eine höhere Ionenneutralisation am Beschleunigungsgitter zu bekommen. Des Weiteren zeigen Dreigittersysteme eine geringere Strahldivergenz über einen größeren Betriebsbereich.



Abbildung 3.8: Schematische Darstellung einer Kaufman-Ionenstrahlquelle mit drei Gittern [67].



Abbildung 3.9: Potentialverlauf durch die Gitteroptik bei einer Ionenstrahlquelle mit zwei Gittern [67].

Die Ionen werden zwischen den zwei Gittern mit der Spannung $U_{\rm B} + |U_{\rm A}|$ beschleunigt und dann wieder durch $U_{\rm A}$ abgebremst. Somit wird die Energie der Ionen nur durch die Strahlspannung $qU_{\rm B}$ bestimmt. In Abbildung 3.9 ist der Potentialverlauf einer Ionenstrahlquelle

aufgetragen. Das Plasma besitzt das höchste Potential (ca. $U_{\rm B}$). Das Potential sinkt um die Entladungsspannung $U_{\rm D}$ bis zum Schirmgitter. Danach folgt ein sehr starker Potentialabfall auf $-U_{\rm A}$ zwischen den zwei Gittern, durch den die Ionen beschleunigt werden. Nach dem Verlassen der Quelle steigt das Potential wieder auf das Umgebungspotential von 0 V.

Ein neuer Quellentyp ist die ECR-Quelle (*Electron Cyclotron Resonance*), die eine Mikrowelle mit 2.45 GHz über einen Hohlleiter in den Plasmaraum einkoppelt, um das Plasma zu erzeugen [73], [74]. Allerdings ist bei diesen Quellen der Operationsbereich durch eventuell auftretende Modensprünge etwas eingeschränkt [75], was bei der ICP-Quelle (Inductivelly Coupled Plasma) bzw. RF-Quelle (Radio Frequency) [34], [76] nicht vorkommt. Bei diesem Typ kann der Leistungsbereich über einen größeren Bereich stabil verändert werden. Hierbei wird über eine Spule mit einer Frequenz von 13.56 MHz Leistung in die Quelle induziert. ICP-Quellen sind weitaus einfacher aufgebaut als ECR-Quellen und benötigen kein zusätzliches Magnetfeld. Bei diesen beiden Quellentypen wird das Plasma anders erzeugt als bei der vorher beschriebenen Kaufman-Quelle, das Prinzip der Ionenextraktion bleibt dagegen identisch. Der Plasmaraum besteht aus einem nicht leitenden Material, meistens aus Quarzglas. Der Vorteil dieser Quellen ist, dass sie ohne Filament auskommen. Bei der Kaufman-Quelle muss von Zeit zu Zeit das Kathodenfilament ausgetauscht werden, da es mit der Zeit degradiert und irgendwann bricht. Die Kammer muss dafür geöffnet werden, dies bedeutet Zeitverlust und vor allem Verunreinigung der Kammer. Bei ECR- bzw. ICP-Quellen wird kein Filament verwendet, und somit haben solche Quellen höhere Standzeiten und reinere Kammern. In dieser Arbeit wurden zwei Beschichtungssysteme verwendet (siehe unten). Die eine Anlage ist mit einer Kaufman-Quelle, die neu erstellte mit einer ICP-Quelle ausgerüstet.



Abbildung 3.10: Photos der verwendeten ICP-Ionenstrahlquelle. Im linken Bild ist die Quelle mit Gitter, FBN, Gaszuleitung und elektrischen Zuleitungen zu sehen. Im rechten Bild ist die Quelle geöffnet und der Quarzzylinder mit der RF-Spule und die FBN Kathode sind zu erkennen

In Abbildung 3.10 sind Photos der verwendeten ICP-Quelle abgebildet. Man sieht das äußere Gitter, sowie den filamentfreien Strahlneutralisator (*Filamentless Beam Neutrali*-

zer, FBN). Rechts sieht man die ICP-Quelle geöffnet. Gut zu erkennen ist die RF-Spule um den Quarzzylinder, in welchen die RF-Leistung eingekoppelt wird. Der Zylinder, die eigentliche Plasmakammer, hat einen Durchmesser von ca. 4 cm und eine Länge von 5.5 cm. Es ist außerdem die Kathode des Neutralisators zu erkennen.

3.4.1 Strahlneutralisation

Um ein Aufladen des Targets durch den Ionenstrahl zu vermeiden, wird ein Neutralisator verwendet. Die einfachste Form ist ein Draht, der direkt vor die Quelle gespannt wird [67]. Der Draht wird durch einen Strom zum Glühen gebracht und emittiert Elektronen. Diese werden durch den Ionenstrahl mitgezogen und tragen zur Neutralisation bei. Die Ionen werden allerdings nicht direkt neutralisiert, Ionen und Elektronen bewegen sich nebeneinander durch das Vakuum bis zum Target. Wie bei der Kathode in der Quelle degradiert auch dieser Draht durch das Glühen selber und durch den Ionenbeschuss aus der Quelle. Daher muss auch der Neutralisator oft getauscht werden, bei der hier verwendeten Anlage alle 10–15 Betriebsstunden. Des Weiteren trifft das abgesputterte Material des Drahtes auch auf das Target und kann Verunreinigungen verursachen. Um die Standzeit etwas zu erhöhen wird oft ein Plasmabrückenneutralisator (Plasma Bridge Neutralizer, PBN) verwendet [45]. Hier wird aber ebenfalls ein Filament verwendet, welches allerdings langsamer degradiert (ca. 20-40 Stunden). Um die Standzeit weiter zu erhöhen, muss man für den Neutralisator filamentfreie Varianten verwenden. Eine ist die Hohlraumkathode (Hollow Cathode, HC) [45], [67], [77]. Hierbei wird ein DC-Plasma zwischen einer Kathode und einer Anodenapertur gezündet und Elektronen durch die Apertur extrahiert. Es gibt verschiedenste Varianten, wobei ein Hauptunterschied zwischen heißen und kalten HCs besteht. Eine solche kalte Hohlraumkathode wurde auch bei der filamentfreien ICP-Quelle als filamentfreier Strahlneutralisator (FBN) verwendet (siehe Abbildung 3.10).

3.5 Beschichtungskontrolle während des Prozesses

Um den Beschichtungsverlauf während des Beschichtungsprozesses (*In-Situ*) kontrollieren zu können, gibt es verschiedene Möglichkeiten [49]. Mit einem Schwingquarz kann die Beschichtungsrate gemessen werden, da sich die Frequenz des Quarzes mit zunehmender Schichtdicke ändert. Der Quarz muss daher auch von Zeit zu Zeit ausgetauscht werden. Diese Methode wird vor allem bei Aufdampfanlagen verwendet, für die Ionenstrahlsputterbeschichtung ist sie dagegen ungeeignet. Der Messkopf benötigt eine elektrische Zuleitung und muss wassergekühlt werden. Da die Kammer teilweise erst nach 200 Betriebsstunden wieder geöffnet wird, müsste der Quarz auf dem Substratteller durch die Schleuse einund ausgebaut werden. Dies ist aber technisch sehr aufwändig und dadurch weniger geeignet. Für die Ionenstrahlsputterbeschichtung sind optische Messmethoden praktischer. Hier gibt es die Möglichkeit, die Reflexion oder Transmission eines Teststückes zu messen. Hierbei kann entweder eine bestimmte Wellenlänge oder auch ein größeres Spektrum verwendet werden. Es können somit während des Prozesses genau Endpunkte bestimmt werden, an denen die Beschichtung gestoppt oder eventuell ein anderes Material aufgebracht werden muss. Die Ellipsometrie ist eine weitere Möglichkeit, um die Beschichtung zu kontrollieren [78],[79]. Auch hier ist es möglich, gemessene Daten (bestimmte Wellenlängen oder ein Spektrum) mit Simulationen sofort zu vergleichen, und eventuellen Fehlern kann entgegengewirkt werden. Für die Beschichtung von Laserfacetten kann außerdem der Laser selbst oder eine zusätzliche Monitorlaserdiode dazu verwendet werden, die Änderung der Reflektivität über die Änderung der Ausgangsleistung zu messen [80],[81]. Hierfür muss der Laser während der Beschichtung betrieben werden, was einen etwas größeren technischen Aufwand bedeutet. Vor allem für Antireflexionsbeschichtungen kann diese Methode gut verwendet werden, da hier die Messung direkt die Funktion der Schicht darstellt.

3.6 Ionenstrahlsputterbeschichtungssystem

Zu Beginn dieser Arbeit existierte ein Ionenstrahlsputterbeschichtugssystem (IBSD), mit dem erste Beschichtungsversuche unternommen wurden. Ein Photo dieses Systems ist in Abbildung 3.11 und eine schematische Zeichnung in Abbildung 3.12 zu sehen.



Abbildung 3.11: Photo des verwendeten Ionenstrahlsputterbeschichtungssystems.



Abbildung 3.12: Schematische Zeichnung des Ionenstrahlsputterbeschichtungssystems.

Das System besteht aus einer Schleuse und der Hauptkammer. Als Sputterquelle ist eine Kaufman-Quelle angebracht, die mit einem Filamentneutralisator versehen ist. In der Mitte der Kammer ist der drehbare Targethalter angebracht, der Platz für zwei Targets hat und in der Position zur Quelle variiert werden kann. Der Substratmanipulator kann den Winkel und den Abstand zwischen Substrat und Target verändern und zusätzlich das Substrat während dem Prozess drehen lassen. Der Druck während des Prozesses wird über ein Ventil in der Argonzuleitung zur Quelle gesteuert.

Die Beschichtungsrate ist von Geometrie- und Prozessparametern abhängig. Dies soll im Folgenden anhand von Al_2O_3 diskutiert werden. Der Brechungsindex bleibt hierbei nahezu konstant und soll hier nicht weiter betrachtet werden. Die Schichtdicke der Proben

wurde mit einem Ellipsometer gemessen (siehe hierfür Kapitel 4.1). Die Ionenenergie lag bei 1000 eV ($U_{\rm B} = 1000$ V). In Abbildung 3.13 ist die Beschichtungsrate über dem Ionenstrahlstrom $I_{\rm B}$ aufgetragen. Der Ionenstrahlstrom ist eine Größe für die Anzahl der Ionen, die aus der Quelle extrahiert und auf das Target beschleunigt werden. Daher steigt die Beschichtungsrate auch linear mit dem Ionenstrahlstrom an. Des Weiteren ist die Beschichtungsrate über den Targetwinkel aufgetragen. Der Targetwinkel ist derjenige zwischen Targetoberfläche und Gitterfläche bzw. Targetnormalen und Ionenstrahlrichtung. Es ist zu erkennen, dass die Beschichtungsrate mit größer werdendem Winkel erst ansteigt und dann wieder abfällt. Bei einem Targetwinkel von ca. 65° ist das Maximum erreicht. Dieses Verhalten wurde schon in Kapitel 3.3 beschrieben und bestätigt hiermit die Theorie und vorangegangene Versuche.



Substrate Angle (°) 0 5 10 15 20 Deposition Rate (nm/min.) 4 3 2 1 9 15 10 11 12 13 14 Distance Substrate/Target (cm)

Abbildung 3.13: Abhängigkeit der Beschichtungsrate vom Ionenstrahlstrom und dem Targetwinkel.

Abbildung 3.14: Abhängigkeit der Beschichtungsrate von der Substratposition zum Target.

In Abbildung 3.14 ist die Beschichtungsrate abhängig von der Substratposition zum Target dargestellt, das Target stand hierbei 45° zur Quelle. Die Rate nimmt linear mit steigendem Abstand zwischen Substrat und Target ab, da der Strahl des abgesputterten Materials eine Aufweitung hat. Somit trifft mit steigendem Abstand immer weniger Material pro Fläche auf das Substrat. Der Substratwinkel beeinflusst ebenfalls die Beschichtungsrate, da hier mit zunehmendem Winkel die effektive Fläche vergrößert, und somit der Materialfluss pro Fläche verkleinert wird. Der Substratwinkel ist hierbei der Winkel zwischen der Targetnormalen und der Substratnormalen, bei 0° steht somit das Substrat parallel zum Target.

Da diese Anlage keinen Sauerstoffeinlass hat, kann die Stöchiometrie der Oxide nicht optimiert werden, was eine geringe Einbuße in der Qualität der hergestellten Schichten bedeutet. Allerdings ist die Qualität für die meisten optischen Anwendungen durchaus ausreichend. Neben Al_2O_3 ist außerdem noch ein Siliziumtarget eingebaut, welches einen sehr hohen Brechungsindex besitzt. Aus diesem Grund wurde diese Anlage vor allem für hochreflektierende Beschichtungen verwendet.

3.7 Reaktives Ionenstrahlsputterbeschichtungssystem

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues Beschichtungssystem entworfen und aufgebaut, wobei besonders auf die Flexibilität Wert gelegt wurde. Im Folgenden wird diese Anlage näher beschrieben und die Optimierung der Parameter dargestellt.

3.7.1 Aufbau

Ziel war es, ein reaktives Ionenstrahlsputterbeschichtungssystem (RIBSD) aufzubauen. Hierzu wurde die Vakuumkammer so entworfen, dass ausgehend von der Theorie und der Literatur, möglichst optimale Beschichtungsergebnisse zu erreichen sind. Hierbei stand eine hohe Schichtqualität bei ausreichender Homogenität im Vordergrund. Die daraufhin speziell angefertigte Edelstahlkammer wurde dann mit den verschiedenen Teilgeräten wie Ionenstrahlquellen, Manipulatoren, Vakuumpumpen sowie einer Schleuse bestückt. Hierdurch entstand eine flexible Anlage mit leicht austauschbaren Elementen. In Abbildung 3.15 ist ein Photo der Anlage und in Abbildung 3.16 eine schematische Darstellung zu sehen.



Abbildung 3.15: Photo des aufgebauten reaktiven Ionenstrahlsputterbeschichtungssystems.



Abbildung 3.16: Schematische Zeichnung des aufgebauten reaktiven Ionenstrahlsputterbeschichtungssystems.

Als Ionenstrahlquelle zum Sputtern der Targets wird eine filamentfreie ICP-Quelle mit einem Durchmesser von 3 cm verwendet (siehe Abbildung 3.10). Die fokussierenden Gitter ergeben einen sehr wenig divergenten Strahl, der möglichst keine Flächen der Kammer oder des Targethalters trifft, und somit keine Verunreinigungen erzeugt. Zur Neutralisation wird ein filamentfreier Neutralisator (FBN) verwendet. Somit gibt es keine Filamentdegradation, und die Standzeit der Quelle ist hoch (ca. 100–200 Stunden). In der Mitte der Kammer ist ein wassergekühlter Targethalter angebracht, der Platz für vier Targets (Durchmesser 15 cm) hat. Er ist drehbar gelagert und über einen kleinen Bereich in zwei Richtungen verschiebbar, um die optimale Position zum Ionenstrahl einstellen zu können. Der Substratmanipulator ist für einen Substratteller von 10 cm Durchmesser ausgelegt. Er kann das Substrat in der Position zum Target einstellen und zusätzlich rotieren. Am Ende dieser Arbeit wurde eine zweite Ionenstrahlquelle angebaut, die mit geringer Ionenenergie direkt das Substrat trifft. Diese Quelle ist nahezu baugleich zur Sputterquelle und ist ebenfalls filamentfrei. Mit dieser Hilfsquelle kann das Substrat vorgereinigt und die Beschichtung durch zusätzlichen Energieeintrag unterstützt werden. Um die Stöchiometrie der Schichten optimal einstellen zu können ist ein Gaseinlass für Sauerstoff angebracht. Dieser Gaseinlass und die Argonversorgung der Ionenstrahlquellen werden durch Massenflussregler (Mass Flow Controller, MFC) eingestellt. Ein Shutter zum definierten Start und Stopp der Beschichtungen ist zwischen Target und Substrat positioniert. Eine Schleuse erlaubt das schnelle Ein- und Ausbauen von Proben, ohne das Vakuum in der Hauptkammer unterbrechen zu müssen. Für ein sauberes Vakuum ist sowohl an der Hauptkammer als auch an der Schleuse ein Pumpsystem, bestehend aus Turbopumpe und trockener Vorpumpe, vorhanden. Zur Kontrolle der Beschichtung während des Prozesses wurden freie Ports vorgesehen. Es wurde aber während dieser Arbeit kein Kontrollsystem angebracht und genutzt. Abbildung 3.17 zeigt das Innere der Anlage. In der Mitte der Kammer ist der Targethalter mit einem runden Target zu erkennen. Die Ionenstrahlquelle mit dem kleinen FBN vor der Quelle kommt von rechts ins Bild. Ganz im Vordergrund ist der Substratmanipulator zu erkenne. Das linke Bild zeigt die beleuchtete Kammer und im rechten Bild ist die Ionenstrahlquelle eingeschaltet. Der fokussierte Ionenstrahl ist zu sehen, der elliptisch auf das Target trifft.



Abbildung 3.17: Photos des Inneren des reaktiven Ionenstrahlsputterbeschichtungssystems. Die Ionenstrahlquelle mit Neutralisator kommt von rechts in das Bild. Der Targethalter ist in der Mitte zu sehen, im Vordergrund befindet sich der Substratmanipulator. Im rechten Bild ist die Quelle eingeschaltet und der fokussierte Ionenstrahl ist zu erkennen.

3.7.2 Beschichtungscharakteristik

Vor der Optimierung von Beschichtungsparametern wurde zuerst die allgemeine Beschichtungscharakteristik der Anlage, d. h. die Schichtdickenvariation auf dem Substratteller, untersucht. In Abbildung 3.18 ist die Verteilung der Beschichtungsrate in x- und y-

Richtung für einen Einfallswinkel der Ionen auf das Target von 55° dargestellt. Die Koordinaten entsprechen denjenigen in Abbildung 3.16. Die x-Richtung liegt in der Ebene des Ionenstrahls, wobei positive x von der Ionenstrahlquelle, also in Richtung der reflektierten Ionen zeigt. Der Nullpunkt entspricht einem Winkel von 15° zur Targetnormalen in der Mitte des Targets. Die y-Richtung steht senkrecht dazu. In x-Richtung steigt die Beschichtungsrate mit steigendem x an bis ein Maximum bei ca. 2 cm erreicht wird, was einem Winkel zur Targetnormalen von 20° entspricht. Danach sinkt die Beschichtungsrate wieder, wie dies auch aus den Vorüberlegungen in Kapitel 3.3.2 mit [59] erwartet wird. Die größte Sputterausbeute wird also nicht exakt senkrecht zum Target erreicht, sondern unter einem gewissen Winkel. In y-Richtung ergibt sich eine Beschichtungsrate, die um den Nullpunkt symmetrisch ist, was auch wegen der Symmetrie in der Anlage zu erwarten ist. Zu den Randbereichen sinkt die Beschichtungsrate ab. Wird der Substratteller rotiert, so wird eine weit höhere Homogenität der Beschichtungsrate erreicht, da sich vor allem die Inhomogenität in x-Richtung mittelt. Die Verteilung bei rotierendem Substrat erlaubt eine homogene Schichtdicke mit einer Abweichung von nur 1% über einen Bereich von 2.5 cm. Ein Zweizoll-Wafer mit einem Durchmesser von ca. 5 cm kann mit einer Abweichung von nur 2.5 % homogen beschichtet werden.





Abbildung 3.18: Verteilung der Beschichtungsrate auf dem Substrat mit und ohne Rotation des Substrattellers.

Abbildung 3.19: Beschichtungsrate in *x*-Richtung für verschiedene Einfallwinkel des Ionenstrahls auf das Target.

In Abbildung 3.19 ist die Beschichtungsrate für verschiedene Einfallswinkel auf das Target für die x-Richtung aufgetragen. Die Raten steigen für alle drei Winkel mit steigender x-Position. Allerdings erreichen die Kurven ihr Maximum jeweils bei einem anderen x-Wert, da die Position des Targets variiert und sich somit auch ein anderer Winkel zwischen Target und Substrat ergibt. Des Weiteren ergeben sich mit steigendem Einfallswinkel größere Beschichtungsraten, wie dies aus Gleichung (3.2) zu erwarten ist. Einerseits soll die Beschichtungsrate möglichst groß sein, damit die Beschichtungsprozesse nicht zu lange Zeit benötigen. Daher ist ein möglichst großer Winkel zwischen Ionenstrahl und Target anzustreben. Andererseits verkleinert sich aber die effektive Fläche des Targets mit steigendem Winkel und die Gefahr besteht, dass ein größerer Teil des Ionenstrahls am Target vorbei geht. Damit wird Material vom Targethalter und den Kammerwänden abgesputtert, was die Schichtqualität negativ beeinflusst. Für die weiteren Beschichtungen wurde der Targetwinkel auf 55° eingestellt, was ein guter Kompromiss zwischen einer hohen Beschichtungsrate und einem vollständigen Treffen des Targets darstellt.

3.7.3 Optimierung der Beschichtungsparameter

Ein wichtiger Prozessparameter für absorptionsarme Schichten ist der Partialdruck des reaktiven Gases, im Falle von Oxiden von Sauerstoff. Des Weiteren spielt für die Qualität der Schichten die Position des Substrates zum Target eine Rolle. Beides wird im Folgenden optimiert. Dabei bleiben die Parameter der Ionenstrahlquelle konstant ($U_{\rm B} = 1000$ V, $U_{\rm A} = 120$ V und $I_{\rm B} = 50$ mA). Der Ionenstrahl trifft dabei das Target unter einem Winkel von 55°. Die Schichtdicke und somit die Beschichtungsrate und der Brechungsindex wurden mit einem Ellipsometer ($\lambda = 633$ nm) bestimmt (siehe Kapitel 4.1 S. 43). Die Absorption ist eine qualitative Größe, die mit der photothermischen Ablenkung gemessen wurde. Diese Messmethode wird in Kapitel 4.3 (S. 50) genauer beschrieben.

Sauerstoffpartialdruck

Wie in Kapitel 3.3.3 beschrieben, ist der Partialdruck von Sauerstoff ein entscheidender Faktor, um qualitativ hochwertige optische Schichten mit geringer Absorption herzustellen. Das RIBSD-System hat keine Möglichkeit die Pumpleistung durch ein Drosselventil einzustellen. Daher wird der Druck durch die in die Anlage einströmenden Gase bestimmt und von der Pumpleistung begrenzt. Die Sputterquelle benötigt einen Gasfluss von 10 sccm (Standard Cubic Centimeter per Minute) und 5 sccm der FBN, das verwendete Gas ist Argon. Dies ergibt einen Arbeitsdruck von $2 \cdot 10^{-4}$ mbar. Durch Veränderung des Sauerstoffeinlasses wird somit nicht nur der Sauerstoffpartialdruck eingestellt, sondern auch der Gesamtdruck etwas verändert. In Abbildung 3.20 sind die Ergebnisse für die fünf untersuchten Materialien aufgetragen. Aufsteigend nach dem Brechungsindex wurden (a) SiO_2 , (b) Al_2O_3 , (c) Y_2O_3 , (d) Ta_2O_5 und (e) TiO_2 verwendet. Die Ergebnisse zeigen alle ein ähnliches Verhalten. Mit zunehmendem Sauerstoffanteil sinkt die Beschichtungsrate kontinuierlich ab. Da sich während des Sputtervorganges mehr Sauerstoff an die Targetoberfläche anlagert, muss dieser zusätzlich abgesputtert werden. Der Brechungsindex zeigt bei geringem Sauerstoffpartialdruck einen relativ hohen Wert, sinkt dann aber sehr schnell ab, um dann nahezu konstant zu bleiben. Dieses Verhalten zeigt die Absorption ebenfalls. Beginnend auf einem teilweise extrem hohen Wert fällt dies Absorption sehr schnell ab, um nach Erreichen eines Minimums wieder langsam anzusteigen. Dieses Minimum liegt beim gleichen Sauerstoffpartialdruck, bei dem auch der Brechungsindex seinen konstanten Wert erreicht. Vor diesem Punkt ist das Target nicht genug oxidiert, und der Brechungsindex liegt höher als für das stöchiometrische Oxid (höherer Metallanteil). Die Absorption ist damit auch relativ hoch, da Metalle stärkere Absorptionen zeigen als Oxide. Beim optimalen Sauerstoffwert liegt ein stöchiometrisches Oxid vor. Die Absorption ist minimal und der Brechungsindex ist derjenige des Oxides. Bei weiterer Erhöhung verändert sich der Brechungsindex nicht mehr, die Absorption dagegen steigt wieder leicht an. Dies kommt von der zunehmenden Schädigung der Schicht durch mehr abgesputterten



hochenergetischen Sauerstoff. Die Absorptionsverläufe der fünf verschiedenen Materialien zeigen alle einen ähnlichen Verlauf, wie dies in Kapitel 3.3.3 bereits theoretisch erläutert wurde. Allerdings liegen die Minima bei unterschiedlichen Sauerstoffpartialdrücken. Je größer die molare Masse des Metalls bzw. des Halbleiters ist, desto größer ist auch der optimale Sauerstoffpartialdruck, wie dies in der zusammenfassenden Tabelle 3.1 am Ende dieses Kapitels zu sehen ist.

Substratposition

Die folgenden Versuche wurden mit Ta_2O_5 durchgeführt. Für die anderen Materialien wird ein ähnliches Verhalten erwartet. Zunächst wird die Position des Substrates zum Target optimiert. Hierbei wird das Substrat auf der *x*-Achse verschoben, siehe Abbildung 3.21, also in der Einfallsebene des Ionenstrahls. Das Substrat ist nahezu parallel zum Target mit einem Abstand von ca. 20 cm.





Abbildung 3.21: Schematische Darstellung der Geometrieverhältnisse in der Beschichtungsanlage zur Optimierung der Substratposition zum Target.

Abbildung 3.22: Beschichtungsrate, Brechungsindex n und Absorption α in Abhängigkeit der Substratposition zum Target.

In Abbildung 3.22 sieht man, dass die Beschichtungsrate um den Nullpunkt schnell zunimmt und zwischen 2–5 cm ein Plateau erreicht. Danach nimmt die Rate wieder ab. Dieses Verhalten wird durch die Verteilung des abgesputterten Material bestimmt, wie dies schon in Kapitel 3.7.2 zu sehen war. Das Maximum liegt bei einem Winkel von ca. 15° zur Targetnormalen. Der Brechungsindex bleibt in einem weiten Bereich nahezu konstant und steigt erst ab 5 cm signifikant an. Dasselbe zeigt auch die Absorption, die nach einem Minimum zwischen -1 und 3 cm schnell ansteigt. Daraus ist zu erkennen, dass um das Zentrum des Substrathalters die Absorption der Schicht minimal wird, mit steigenden x-Werten nimmt die Absorption auf Grund von mehr reflektierten Ionen, die das Substrat treffen, zu. Man erkennt deutlich das in Kapitel 3.3.2 diskutierte Verhalten, was dem Design der Kammer zu Grunde gelegt wurde. Es kann daher ein Fenster zwischen 1 und 4 cm bestimmt werden, in dem die Beschichtungsrate eine genügend große Homogenität hat und gleichzeitig die Schicht minimale Absorption zeigt.

Als zweiter Parameter wird der Winkel des Substrates verändert, wie in Abbildung 3.23 dargestellt. Die Oberfläche des Substrates kann gegen das Target verkippt werden. Des Weiteren sind zusätzliche Oberflächen dargestellt. Dies kann z. B. ein in einen Halter eingebauter Laser sein, wobei die Fläche (a) die Laserfacette ist, somit parallel zum Substrat steht. Fläche (b) ist die Unterseite und Fläche (c) die strukturierte Oberseite des Lasers.





Abbildung 3.23: Schematische Darstellung der Geometrieverhältnisse in der Beschichtungsanlage zur Optimierung des Substratwinkels zum Target.

Abbildung 3.24: Beschichtungsrate, Brechungsindex n und Absorption α in Abhängigkeit des Substratwinkels β zum Target.

In Abbildung 3.24 sind die Beschichtungsraten zu sehen. Für die Substratfläche (a) sinkt die Beschichtungsrate kontinuierlich cosinusförmig mit steigendem Winkel. Die Beschichtungsrate der Fläche (b) steigt dagegen sinusförmig an. Die Rate von Fläche (c) ist nicht aufgetragen, von 0° (gleicher Wert wie Fläche (b)) fällt sie sofort auf 0 nm/min. bei 10°. Der Brechungsindex (Fläche (a)) bleibt zunächst konstant und steigt ab 20° stark an. Dieses Verhalten zeigt auch die Absorption, nach einer leichten Absenkung zwischen 0–20° steigt diese extrem schnell an. Somit kann der Winkel im Bereich von 0–20° variiert werden, ohne eine Verschlechterung in der Qualität der Schichten zu bekommen. Für die Laserbeschichtung kann also z. B. bei 10° eine qualitativ hochwertige Schicht mit geringer Absorption auf die Laserfacette aufgebracht werden, die obere Kontaktfläche wird dagegen überhaupt nicht beschichtet. Dadurch kann später der Laser auf einer Wärmesenke aufgelötet werden, ohne einen Wärmeflussverlusst durch unnötige Beschichtungen zu bekommen. Somit kann der Laser und vor allem die Ausgangsfacette optimal gekühlt werden, was für Hochleistungsanwendungen eine entscheidende Rolle spielt.

Nachdem alle Parameter optimiert wurden, werden zum Abschluss alle Beschichtungsparameter in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Die angegebenen Größen sind für eine Ionenenergie von $U_{\rm B} = 1000$ V, eine Beschleunigungsspannung von $U_{\rm A} = 120$ V und einen Ionenstrom von $I_{\rm B} = 50$ mA. Der Einfallswinkel des Ionenstrahls auf das Target beträgt hierbei $\theta = 55^{\circ}$.

Material	SiO_2	Al_2O_3	Y_2O_3	$\mathrm{Ta}_{2}\mathrm{O}_{5}$	${\rm TiO}_2$
Beschichtungsrate (nm/min.)	4.17	1.42	2.15	3.07	1.10
Brechungsindex n für $\lambda = 633 \mathrm{nm}$	1.494	1.676	1.986	2.144	2.461
Optimaler Sauerstoffpartialdruck (10^{-5} mbar)	0.18	0.45	0.9	2.25	3.15
Molmasse des Metalls / Halbleiters M (g/mol)	28.06	27.97	88.92	180.9	204.4

Tabelle 3.1: Zusammenstellung der Beschichtungsgrößen der hier verwendeten Beschichtungsmaterialien.

Kapitel 4

Charakterisierung

In diesem Kapitel sollen die in dieser Arbeit verwendeten Methoden zur Charakterisierung der Beschichtungsmaterialien beschrieben werden. In Tabelle 4.1 sind zunächst die grundlegenden physikalischen Größen angegeben.

Material	SiO_2	Al_2O_3	Y_2O_3	$\mathrm{Ta}_{2}\mathrm{O}_{5}$	${\rm TiO}_2$
Dichte $\rho_{\rm m} ~({\rm kg/m^3})$	2533	4000	5030	8200	4230
Schmelzpunkt $T_{\rm M}$ (°C)	1710	2054	2690	1880	1800
Siedepunkt $T_{\rm B}$ (°C)	2590	3000	4300	2000	2500
Molmasse M (g/mol)	60.08	101.96	225.81	441.89	79.87

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der physikalischen Größen von den in dieser Arbeit verwendeten Beschichtungsmaterialien [82].

Um Materialien, wie die verwendeten Oxide, gezielt für optische Beschichtungen einsetzen zu können, sind vor allem die optischen Eigenschaften wichtig. Hierbei ist der komplexe Brechungsindex \overline{n} von Bedeutung, der die Größen Reflexion R, Transmission T und Absorption A beeinflusst. Der Brechungsindex ist allerdings von der Beschichtungsmethode und den Beschichtungsparametern abhängig und muss daher möglichst exakt bestimmt werden. Hierzu stehen eine Vielzahl von Messmethoden zur Verfügung. Im Folgenden werden die in dieser Arbeit verwendeten Messmethoden und die Messergebnisse dargestellt.

4.1 Ellipsometrie

Zur Messung der Schichtdicke d und des Brechungsindex n einer dünnen Schicht bei einer bestimmten Wellenlänge ist die Ellipsometrie eine sehr genaue und schnelle Messmethode [24],[83]–[85]. In Abbildung 4.1 ist der prinzipielle Aufbau eines üblichen Ellipsometers aufgezeigt.



Abbildung 4.1: Prinzipieller Aufbau des verwendeten Ellipsometers [86].

Als Lichtquelle wird z. B. ein HeNe-Laser mit einer Emissionswellenlänge von 632.8 nm verwendet. Das Laserlicht ist zirkular polarisiert und wird mittels eines Polarisators (P) linear polarisiert. Der Winkel der Polarisationrichtung zur Probenoberfläche ist hierbei beliebig einstellbar, 45° werden aber normalerweise verwendet, um ein gleiches Verhältnis aus s- und p-polarisierten Anteilen auf der Probe (S) zu bekommen. Zusätzlich kann mit dem Kompensator (C), meistens ein $\lambda/4$ -Plättchen, der Laserstrahl wieder zirkular polarisiert werden. Der Strahl trifft unter dem Winkel Φ auf die Probe auf und wird reflektiert. Da die Reflexionsfaktoren der beiden Polarisationsrichtungen unterschiedlich sind, ist das reflektierte Licht im allgemeinen elliptisch polarisiert. Mittels eines drehbaren Polarisators, dem Analysator (A), kann die reflektierte Intensität polarisationsabhängig gemessen werden. Vor dem Detektor befindet sich noch ein Filter, der nur die Laserwellenlänge durchlässt, um kein störendes Hintergrundlicht zu messen. Diese Art wird auch als PCSA-Konfiguration bezeichnet. Mit Hilfe der komplexen Amplitudenreflexionskoeffizienten $\rho_{s,p}$ (siehe Kapitel 2.2) wird die Anderung des Polarisationszustandes durch die Reflexion bestimmt. Hierbei werden zwei Größen berechnet, die relative Amplitudenveränderung Ψ und die Änderung der Phasendifferenz Δ [83]–[85]

$$\tan \Psi e^{i\Delta} = \frac{\tan \Psi_{\rm p}}{\tan \Psi_{\rm s}} e^{i(\Delta_{\rm p} - \Delta_{\rm p})} = \frac{\rho_{\rm p}}{\rho_{\rm s}} .$$
(4.1)

Aus diesen Werten können die Schichtdicke und der Brechungsindex bestimmt werden. Allerdings sind die Messwerte periodisch von der Schichtdicke abhängig, d. h. es gibt für verschiedene Schichtdicken gleiche Lösungen. Die Periode beträgt

$$d_{\rm Per} = \frac{\lambda}{2\sqrt{n_1^2 - (n_0 \sin \Phi)^2}} , \qquad (4.2)$$

wobei n_0 der Brechungsindex des Einfallmediums, also normalerweise Luft ist. Um eine eindeutige Lösung zu erhalten, wird meist mit zwei verschiedenen Einfallswinkeln gemessen. Während der Messung wird sowohl mit Kompensator (also zirkular polarisiert) als auch ohne (linear polarisiert) gemessen. Je nachdem, welche Werte der reflektierte Strahl in den beiden Polarisationsrichtungen ergibt, kann die eine oder die andere Messung verwendet werden, um möglichst genaue Werte zu erhalten. Mit Hilfe des Ellipsometers wurden die Schichtdicken sowie die Brechungsindizes während dieser Arbeit bestimmt. Die Oxide wurden dabei auf Siliziumstücke aufgebracht und vermessen. Der Brechungsindex des Siliziums wurde vorher ebenfalls mit dem Ellipsometer bestimmt.

4.2 Bestimmung des wellenlängenabhängigen Brechungsindex

Um den wellenlängenabhängigen Brechungsindex zu bestimmen wurde die spektrale Transmission sowie die spektrale Ellipsometrie verwendet. Diese beiden Messmethoden werden in diesem Abschnitt beschrieben und im Anschluss miteinander verglichen.

4.2.1 Spektrale Transmission

Durch Messung der spektralen Transmission kann für Materialien mit geringer Absorption der komplexe Brechungsindex wellenlängenabhängig bestimmt werden. Hierbei wird auf einem transparenten Substrat ($\alpha_{\rm S} = 0$) mit dem Brechungsindex $n_{\rm S}$ das zu untersuchende Material aufgebracht. Mit einer Lichtquelle wird das Substrat einmal mit und einmal ohne die zu untersuchende Schicht möglichst senkrecht beleuchtet und die Transmission auf der anderen Seite wellenlängenabhängig gemessen. Aufgrund der Schichtdicke ergibt sich eine modulierte Transmission T, wie es in Abbildung 4.2 theoretisch aufgezeigt ist. Die Transmission des Substrates $T_{\rm S}$ ist nahezu konstant und wird durch dessen Brechungsindex $n_{\rm S}$ bestimmt [87]

$$T_{\rm S} = \frac{2n_{\rm S}}{n_{\rm S}^2 + 1} \,. \tag{4.3}$$

Die modulierte Transmissionskurve wird durch die Einhüllenden T_{max} (für die Maxima) und T_{min} (für die Minima) beschränkt. Die Oszillation ist von der Schichtdicke d und dem Brechungsindex n abhängig. Für den Fall, dass die Schicht keine Absorption aufweist, liegen die Maxima auf der Transmissionskurve des Substrates. Mit zunehmender Absorption (hin zu kleineren Wellenlängen) nehmen die Maxima sowie die Minima mehr und mehr ab. Im Bereich starker Absorption ist fast keine Modulation mehr vorhanden und T, T_{max} und T_{min} liegen quasi aufeinander.

Mit Hilfe der Einhüllenden T_{max} und T_{min} können nun der Brechungsindex n und die Absorption α der Schicht bestimmt werden [87],[88]. Dabei müssen die unterschiedlichen Bereiche getrennt betrachtet werden.

• Transparenter Bereich ($\alpha = 0$ bzw. $e^{-\alpha d} = 1$): In diesem Bereich kann mit Hilfe der Maxima auch der Brechungsindex des Substrates $n_{\rm S}$ bestimmt werden (Gleichung (4.3))

$$n_{\rm S} = \frac{1}{T_{\rm max}} + \sqrt{\frac{1}{T_{\rm max}^2} - 1} \ . \tag{4.4}$$

Die Minima-Einhüllende ist abhängig von beiden Brechungsindizes n und $n_{\rm S}$

$$T_{\min} = \frac{4n^2 n_{\rm S}}{n^4 + n^2 (n_{\rm S} + 1) + n_{\rm S}} \,. \tag{4.5}$$





Abbildung 4.2: Theoretische Transmission über der Wellenlänge für eine dünne Schicht auf einem transparenten Substrat [87].

Abbildung 4.3: Gemessene spektrale Transmission von Glassubstrat und Glassubstrat mit $2 \,\mu$ m Al₂O₃.

Mit dieser Kurve kann somit der Brechungsindex der Schicht berechnet werden

$$n = \sqrt{M + \sqrt{M^2 - n_{\rm S}^2}}$$
 mit $M = \frac{2n_{\rm S}}{T_{\rm min}} - \frac{n_{\rm S}^2 + 1}{2}$. (4.6)

• Bereich schwacher und mittlerer Absorption ($\alpha \neq 0$ und $e^{-\alpha d} < 1$):

Hier kann der Brechungsindex der Schicht unabhängig von der Absorption mit Hilfe der Maxima und Minima bestimmt werden

$$n = \sqrt{N + \sqrt{N^2 - n_{\rm S}^2}}$$
 mit $N = 2n_{\rm S} \frac{T_{\rm max} - T_{\rm min}}{T_{\rm max} T_{\rm min}} + \frac{n_{\rm S}^2 + 1}{2}$. (4.7)

Mit Hilfe des berechneten Brechungsindex kann nun auch die Absorption berechnet werden

$$e^{-\alpha d} = \frac{O - \sqrt{O^2 - (n^2 - 1)^3 (n^2 - n_{\rm S}^4)}}{(n - 1)^3 (n - n_{\rm S}^2)} \qquad \text{mit} \qquad O = 4n^2 n_{\rm S} \frac{T_{\rm max} + T_{\rm min}}{T_{\rm max} T_{\rm min}} \,. \tag{4.8}$$

Die Absorption kann aber auch mit Hilfe von nur T_{max} bzw. nur T_{min} sowie mit dem geometrischen Mittel $\sqrt{T_{\text{max}}T_{\text{min}}}$ bestimmt werden [87]. Wird ein unendlich dickes Substrat angenommen, dann vereinfacht sich die Berechnung der Absorption nach [88] zu

$$e^{-\alpha d} = \frac{(n+1)(n_{\rm S}+n)(1-\sqrt{\frac{T_{\rm max}}{T_{\rm min}}})}{(n-1)(n_{\rm S}-n)(1+\sqrt{\frac{T_{\rm max}}{T_{\rm min}}})}.$$
(4.9)

• Bereich starker Absorption ($\alpha \neq 0$ und $e^{-\alpha d} \ll 1$):

Bei sehr großer Absorption ist es nicht mehr möglich n und α unabhängig von einander zu bestimmen. Daher wird der Brechungsindex aus den vorher bestimmten Bereichen

schwächerer Absorption in den Bereich starker Absorption interpoliert. Aus diesen Daten kann dann die Absorption bestimmt werden

$$e^{-\alpha d} \simeq T \frac{(n+1)^3 (n+n_{\rm S}^2)}{16n^2 n_{\rm S}} .$$
 (4.10)

Der Brechungsindex n und der Absorptionsterm $e^{-\alpha d}$ der Schicht sind damit für alle Bereiche bestimmt. Bei bekannter Schichtdicke kann jetzt auch die Absorption α und daraus der Extinktionskoeffizient k mit Gleichung (2.6) berechnet werden. Ist die Schichtdicke nicht bekannt, kann diese ebenfalls aus der gemessenen Kurve T und dem ermittelten Brechungsindex $n(\lambda)$ mit [88]

$$d = \frac{m\lambda_1\lambda_2}{2(n(\lambda_1)\lambda_2 - n(\lambda_2)\lambda_1)}$$
(4.11)

berechnet werden, wobei m die Anzahl der Oszillationen zwischen zwei Maxima bzw. Minima ist. $n(\lambda_{1,2})$ und $\lambda_{1,2}$ sind jeweils die Berechungsindizes und die Wellenlängen an den zwei Maxima bzw. Minima.

In Abbildung 4.3 sind die gemessenen Transmissionen sowohl eines Glassubstrates als auch des Glassubstrates mit 2 µm dicker Al₂O₃-Schicht aufgezeigt. Die Transmission zeigt nahezu einen konstanten Wert und die modulierte Transmission durch die Schicht besitzt genug Maxima und Minima für die Berechnung des Brechungsindex. Allerdings ist auch zu erkennen, dass die Kurven ein gewisses Rauschen zeigen, was die Auswertung nicht ideal macht. Mit einem Simulationsprogramm (Essential Macleod [5]) konnte der Brechungsindex aus diesen Kurven ermittelt werden (siehe hierzu Kapitel 4.2.3). Um ein gutes Ergebnis zu bekommen, sind möglichst viele Maxima und Minima erforderlich, was eine gewisse Schichtdicke erfordert. In diesem Falle wurden $2 \,\mu m \, Al_2O_3$ auf ein Glassubstrat aufgebracht. Allerdings ist diese Schichtdicke sehr untypisch für optische Beschichtungen, welche im Bereich von 100–200 nm liegen. Diese zehnfache Dicke muss also auf Grund von eventuellen Verspannungen nicht zwingenderweise exakt die gleichen optischen Eigenschaften aufweisen, wie eine dünne Schicht. Desweiteren muss für eine solch dicke Schicht die Beschichtungszeit zwischen 8 und 30 Stunden liegen, was sich für eine Charakterisierung von mehreren Schichten negativ auf die Standzeit der Beschichtungsanlage auswirkt.

4.2.2 Spektrale Ellipsometrie

Zur Bestimmung des wellenlängenabhängigen Brechungsindex kann auch die spektrale Ellipsometrie verwendet werden. Hierbei wird eine Lichtquelle verwendet, die einen möglichst großen Wellenlängenbereich ausstrahlt. Dieses Licht wird polarisiert auf die zu untersuchende Schicht gestrahlt und die Reflexion polarisationsabhängig und spektral aufgelöst detektiert. Hierdurch erhält man die relative Amplitudenveränderung $\Psi(\lambda)$ und die Phasendifferenz $\Delta(\lambda)$ wellenlängenabhängig. Die Kurven können dann mit Hilfe von Simulationsprogrammen ausgewertet werden und ergeben den komplexen Brechungsindex $\overline{n}(\lambda)$ sowie die Schichtdicke d [24],[84],[85]. Da diese Messmethode während dieser Arbeit nicht selber eingesetzt, sondern die Proben extern von einer Firma gemessen wurden, soll nachfolgend nicht weiter darauf eingegangen werden.

Nach der Bestimmung der optimalen Parameter für die Beschichtungsanlage (Kapitel 3.7.3) mit Hilfe der photothermischen Ablenkung (Kapitel 4.3) wurde der komplexe Brechungsindex $\overline{n}(\lambda)$ mittels der spektralen Ellipsometrie bestimmt. Hierzu wurden ca. 200 nm der Oxide auf Siliziumsubstrate aufgebracht. Die Messungen und Auswertungen wurden bei der Firma L.O.T.-Oriel GmbH & Co. KG in Darmstadt durchgeführt. In Abbildung 4.4 ist der spektrale reale Brechungsindex $n(\lambda)$ aufgetragen. Zur Bestimmung wurde das Cauchy-Dispersionsmodell verwendet. Für die fünf in dieser Arbeit verwendeten Materialien sieht man jeweils einen ähnlichen Verlauf, von einem höheren Wert bei kleinen Wellenlängen ein kontinuierliches Abfallen hin zu größeren Wellenlängen. Die Werte der einzelnen Materialien liegen dabei bei den typischen Werten, die auch in der Literatur [89]–[93] angegeben sind.



Abbildung 4.4: Realer Brechungsindex $n(\lambda)$ über der Wellenlänge bestimmt mittels spektraler Ellipsometrie.



Abbildung 4.5: Extinktionskoeffizient $k(\lambda)$ über der Wellenlänge bestimmt mittels spektraler Ellipsometrie.

In Abbildung 4.5 ist der imaginäre Anteil des Brechungsindex, der Extinktionskoeffizient $k(\lambda)$, über der Wellenlänge aufgetragen. Für Al₂O₃ und Y₂O₃ ist ein stetiger Abfall von ca. 10⁻² um die 300 nm hin zu 10⁻⁶ bei 1000 nm zu sehen. Zur Bestimmung des Verlaufes wurde die Urbach-Absorption mit exponentiellem Abfall verwendet. Dagegen zeigen Ta₂O₅ und TiO₂ bei kleinen Wellenlängen einen etwas höheren Wert zwischen 1–0.1, allerdings fällt k dann sehr schnell ab und für größere Wellenlängen ist keine Absorption mehr vorhanden. Hierzu wurde das Modell eines Tauc-Lorentz-Oszillators verwendet, der einen wesentlich schnelleren Abfall gewährleistet. Für SiO₂ konnte über den gesamten Bereich keine Absorption festgestellt werden. Die absoluten Werte der verschiedenen Materialien im Bereich um die 300 nm sind relativ genau. Mit sinkendem Extinktionskoeffizient verlieren die absoluten Werte aber an Aussagekraft. Die einzige Aussage ist, dass jenseits der 400 nm die Absorptionen so gering sind, dass sie mit dieser Messmethode nicht mehr exakt quantitativ bestimmt werden können.

4.2.3 Vergleich zwischen spektraler Transmission und spektraler Ellipsometrie

In den vorherigen Abschnitten wurden die spektrale Transmissionsmessung und die spektrale Ellipsometrie zur Bestimmung des wellenlängenabhängigen Brechungsindex $\overline{n}(\lambda)$ beschrieben. In Abbildung 4.6 sind die Ergebnisse beider Messungen am Beispiel von Al₂O₃ für den realen Brechungsindex dargestellt. Es ist zu erkennen, dass beide Kurven relativ gut übereinstimmen. Somit ist gezeigt, dass mit beiden Messmethoden ein relativ genaues Ergebnis erzielt werden kann. Sowohl die absoluten Werte wie auch der Kurvenverlauf stimmen gut überein. Allerdings ist auch zu erkennen, dass die Messung mittels spektraler Transmission eine größere Schwankung aufweist.



Abbildung 4.6: Vergleich zwischen spektraler Transmissionsmessung und spektraler Ellipsometrie zur Bestimmung des wellenlängenabhängigen Brechungsindex $n(\lambda)$.



Abbildung 4.7: Vergleich zwischen spektraler Transmissionsmessung und spektraler Ellipsometrie zur Bestimmung des wellenlängenabhängigen Extinktionskoeffizienten $k(\lambda)$.

In Abbildung 4.7 sind die Ergebnisse für den Extinktionskoeffizienten beider Messmethoden aufgetragen. Hier ist zu erkennen, dass die Ergebnisse stark voneinander abweichen. Der Kurvenverlauf der Ellipsometrie zeigt einen Abfall des Extinktionskoeffizienten hin zu höheren Wellenlängen, so wie dies zu erwarten ist (Kapitel 2.3, S. 15). Dagegen steigt die Kurve der Transmissionsmessung an, was untypisch ist. Auch liegen die absoluten Werte bis zu drei Größenordnungen auseinander. Für schwache Absorptionen liefert die Transmissionsmessung also keine genauen Ergebnisse. Auch ist wie bereits angemerkt die benötigte Schichtdicke von ca. 2 µm nicht praktisch. Zusammenfassend kann man sagen, dass die spektrale Ellipsometrie sehr gute Ergebnisse für die Bestimmung des spektralen Brechungsindex $\overline{n}(\lambda)$ liefert und dafür nur Schichtdicken um die 200 nm benötigt werden. Die spektrale Transmissionsmessung liefert dagegen nicht so genaue Werte, allerdings sind sie für die meisten Anwendungen trotzdem ausreichend.

4.3 Photothermische Ablenkung

1980 wurde erstmals der Mirage-Effekt von [94] beschrieben, welcher Grundlage für diese Messmethode ist. Bis heute wurde daraus die photothermische Ablenktungsspektroskopie (*Photothermal Deflection Spectroscopy*, PDS) entwickelt, mit der kleine Absorptionen wellenlängenabhängig gemessen werden können [95]–[100]. Hierbei wird eine Lichtquelle mit einem großen Wellenlängenbereich verwendet, dessen Licht durch einen Monochromator spektral aufgelöst zur Messung verwendet wird. Da in dieser Arbeit sehr geringe Absorptionen detektiert werden sollen, reicht eine spektrale Leistungsdichte von maximal 4 mW/nm (trotz 1 kW Lichtleistung einer Xenon-Lampe) nicht aus. Daher wurden die Lampe und der Monochromator durch einen 40 mW Laser ersetzt, der bei 685 nm Licht emittiert. Die Absorption kann also nur für diese Wellenlänge bestimmt werden (*Photothermal Deflection*, PD). Da die PD-Messung zur Optimierung der Prozessparameter verwendet wurde (siehe Kapitel 3.7.3 S. 38), und nicht zur Bestimmung der spektralen Absorption, reicht ein Messwert bei einer Wellenlänge aus.

4.3.1 Messaufbau

Die Beschichtung wird z. B. auf einen Glasträger aufgebracht, in diesem Fall BK7-Glas, da Glas für die verwendete Wellenlänge transparent ist und somit keinen Beitrag zur Absorption leistet. Die Probe wird, wie in Abbildung 4.8 gezeigt, in eine Küvette eingebaut, die mit Tetrachlorkohlenstoff (CCl_4) gefüllt ist, was als Detektionsflüssigkeit dient.



Abbildung 4.8: Aufbau der photothermischen Ablenkung. Links der Gesamtaufbau und rechts eine Vergrößerung auf die Küvette mit der Probe.

Abbildung 4.9: Darstellung der Wärmeerzeugung und Wärmeleitung in der Probe bei der photothermischen Ablenkung.

 \hat{x}

Die Probe wird mit dem Pumplicht senkrecht bestrahlt. Ein Teil des Lichtes wird in der Schicht absorbiert (aber nicht im CCl_4 und im Glassubstrat) und erzeugt dadurch Wärme. Die entstehende Wärme fließt über das Glassubstrat und in das CCl_4 ab, wie dies in Abbildung 4.9 dargestellt ist. CCl_4 hat einen Brechungsindex, der sehr stark von

der Temperatur abhängig ist. Es entsteht somit ein Brechungsindexgradient in der Detektionsflüssigkeit. Die Messung dieses Gradienten kann prinzipiell durch zwei unterschiedliche Anordnungen gemessen werden. Bei der kollinearen Anordnung wird der Messstrahl parallel oder schräg zum Pumpstrahl durch die Probe geführt. In dieser Arbeit wurde die transverse Anordnung verwendet. Dabei wird der Messstrahl parallel zur Probenoberfläche justiert. Durch den Brechungsindexgradient wird der Messstrahl von seinem ursprünglichen Weg abgelenkt. Diese Ablenkung kann mittels eines Detektors, hier eine Vierquadranten-Photodiode, gemessen werden. Um das Hintergrundlicht zu unterdrücken wird der Pumpstrahl mit einem Chopperrad bei 10 Hz moduliert, und der Photostrom des Detektors kann mit einem Lock-in Verstärker gemessen werden.

4.3.2 Theorie

Prinzipiell kann die photothermische Ablenkung in zwei Teile zerlegt werden. Der eine Teil beschreibt die Wärmeverteilung, der zweite die optische Strahlausbreitung. Ziel ist es, die Ablenkung des Messstrahls in Abhängigkeit der absorbierten Leistung zu bestimmen. In Tabelle 4.2 sind zunächst die thermodynamischen Größen von Luft, Glas, CCl_4 und Oxiden aufgelistet.

Material	Luft	CCl_4	Glas	Oxide
Tempabh. Brechungsindex $\partial n/\partial T$	$9.5 \cdot 10^{-7}$	$6.4\cdot10^{-4}$		
Dichte $\rho_{\rm m} ~({\rm g/cm^3})$	1.29	1.478	2.6	2.5 - 10
Therm. Leitfähigkeit $\kappa_{\rm m}~({\rm W/Km})$	0.025	0.101	0.93	30 - 35
Spez. Wärmekapazität $c_{\rm m}~({\rm J/kgK})$	775	841	840	875
Therm. Diffusionsfähigkeit $k_{\rm m} ~(\mu {\rm m}^2/{\rm s})$	$2.5\cdot 10^4$	$8.1\cdot 10^4$	$4.3\cdot 10^5$	$3.4 - 16 \cdot 10^6$
Th. Diffusionslänge $l_{\rm d}$ für 10 Hz (µm)	28.2	50.9	116.4	104 - 714

Tabelle 4.2: Zusammenstellung der thermodynamischen Größen [101], [102].

Wärmeverteilung

Mit der thermischen Leitfähigkeit $\kappa_{\rm m}$, der Dichte $\rho_{\rm m}$, der spezifischen Wärmekapazität $c_{\rm m}$ und der thermischen Diffusionsfähigkeit $k_{\rm m}$ mit

$$k_{\rm m} = \frac{\kappa_{\rm m}}{\rho_{\rm m} c_{\rm m}} \tag{4.12}$$

kann die Wärmeleitungsgleichung folgendermaßen beschrieben werden [95]–[97]

$$\frac{\partial T(\vec{r},t)}{\partial t} = k_{\rm m} \nabla^2 T(\vec{r},t) + \frac{Q(\vec{r},t)}{\rho_{\rm m} c_{\rm m}} .$$

$$\tag{4.13}$$

 $Q(\vec{r},t)$ ist hierbei die durch Absorption erzeugte Wärme pro Volumen und Zeit, $T(\vec{r},t)$ ist die orts- und zeitabhängige Temperatur. Der Pumpstrahl wird mittels eines Chopperrades mit der Kreisfrequenz ω moduliert. Dadurch kann die erzeugte Wärme Q sowie die entstandene Temperatur T in der Form

$$Q(\vec{r},t) = Q_0(\vec{r})e^{i\omega t} \qquad \text{bzw.} \qquad T(\vec{r},t) = T_0(\vec{r})e^{i\omega t}$$
(4.14)

dargestellt werden. Die in der Schicht durch Absorption erzeugte Wärme ist von der eingestrahlten Leistung P_0 pro Fläche A und dem Absorptionskoeffizienten α abhängig und kann, wenn nur eine Dimension betrachtet wird, durch

$$Q_0(x) = \alpha \frac{P_0}{A} e^{-\alpha x} = \alpha \frac{P_0}{\pi r_{\rm P}^2} e^{-\alpha x}$$

$$\tag{4.15}$$

beschrieben werden. Normalerweise hat ein Laserstrahl ein Gauß-förmiges Profil, hier wird allerdings mit dem Pumpradius $r_{\rm P}$ eine gleichmäßige Verteilung auf der Fläche angenommen. Die Wärmeleitung ist vor allem in der Pumpstrahlrichtung x interessant (siehe Abbildung 4.9). Somit kann die Wärmegleichung eindimensional angenommen werden und vereinfacht sich zu

$$i\omega T_0(x) = k_{\rm m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} T_0(x) + \frac{Q_0(x)}{\rho_{\rm m} c_{\rm m}} e^{-\alpha x} .$$
 (4.16)

Diese Differentialgleichung besitzt den Lösungsansatz [95]–[97]

$$T_0(x) = Ae^{(1+i)x/l_d} + Be^{-(1+i)x/l_d} + \frac{Q_0(x)}{i\omega\rho_m c_m - \alpha^2\kappa_m}$$
(4.17)

mit der thermischen Diffusionslänge $l_{\rm d}$

$$l_{\rm d} = \sqrt{\frac{2\kappa_{\rm m}}{\omega\rho_{\rm m}c_{\rm m}}} = \sqrt{\frac{2k_{\rm m}}{\omega}} . \tag{4.18}$$

Die thermische Diffusionslänge für Oxide (sieht Tabelle 4.2) ist wesentlich größer als die Schichtdicke d der absorbierenden Schicht (ca. 100 nm). Ab einer Größe von $d/l_d < 0.5$ [96],[99] wird eine Schicht als thermisch dünn bezeichnet und die Schichtdicke kann vernachlässigt werden (d = 0). Die gesamte absorbierte Leistung wird somit in einer unendlich dünnen Schicht bei x = 0 angenommen und die dadurch erzeugte Wärme ergibt sich aus

$$Q_{\text{ges}} = \int_0^d Q_0(x) \, \mathrm{d}x = \int_0^d \alpha \frac{P_0}{A} e^{-\alpha x} \, \mathrm{d}x = \frac{P_0}{A} (1 - e^{-\alpha d}) \,. \tag{4.19}$$

Es wird weiter angenommen, dass weder in der Detektionsflüssigkeit noch im Substrat Licht absorbiert wird ($\alpha_L = \alpha_S = 0$). Dadurch vereinfachen sich die Lösungen der Wärmegleichung in den drei Gebieten zu

Flüssigkeit:
$$T_0^{\rm L}(x) = A_{\rm L} e^{(1+i)x/l_{\rm d,L}} + B_{\rm L} e^{-(1+i)x/l_{\rm d,L}}$$
 (4.20)

Schicht:
$$T_0^{\rm F}(x) = A_{\rm F} + B_{\rm F} + \frac{Q_{\rm ges}}{i\omega\rho_{\rm F}c_{\rm F} - \alpha_{\rm F}^2\kappa_{\rm F}}$$
 (4.21)

Substrat:
$$T_0^{\rm S}(x) = A_{\rm S} e^{(1+i)x/l_{\rm d,S}} + B_{\rm S} e^{-(1+i)x/l_{\rm d,S}}$$
. (4.22)

Um die freien Parameter zu bestimmen, sind Randbedingungen zu beachten. Die Temperatur fällt im Unendlichen auf die Umgebungstemperatur, wodurch die Parameter $A_{\rm S}$ und $B_{\rm L}$ zu 0 werden. Da die Schichtdicke als 0 angesehen wird, gilt die Stetigkeitsbedingung $T_0^{\rm L}(0) = T_0^{\rm S}(0)$ an der Stelle x = 0, daraus folgt $A_{\rm L} = B_{\rm S}$. Desweiteren fließt die gesamte in der Schicht entstandene Wärme in die Flüssigkeit und in das Substrat ab [95],[96]

$$Q_{\rm ges} = \kappa_{\rm S} \frac{\partial T_0^{\rm S}(x)}{\partial x} - \kappa_{\rm L} \frac{\partial T_0^{\rm S}(x)}{\partial x} , \qquad (4.23)$$

wobei der Fluss in die Flüssigkeit in negativer x-Richtung angenommen wird. Mit dieser Gleichung erhält man die Parameter

$$A_{\rm L} = B_{\rm S} = \frac{Q_{\rm ges}}{\tau_{\rm L,S}} e^{-i\pi/4} \qquad \text{mit} \qquad \tau_{\rm L,S} = \sqrt{2} \left(\frac{\kappa_{\rm L}}{l_{\rm d,L}} + \frac{\kappa_{\rm S}}{l_{\rm d,S}}\right) \,. \tag{4.24}$$

Somit kann die Temperaturabhängigkeit in der Flüssigkeit beschrieben werden durch

$$T^{\rm L}(x,t) = \frac{P_0}{\pi r_{\rm P}^2 \tau_{\rm L,S}} (1 - e^{-\alpha d}) e^{x/l_{\rm d,L}} e^{i(\omega t + x/l_{\rm d,L} - \pi/4)} .$$
(4.25)

Optische Strahlausbreitung

Generell ist der Brechungsindex nicht nur von der Temperatur, sondern auch vom Druck abhängig, was hier aber vernachlässigt werden kann [95]. Somit kann der temperaturabhängige Brechungsindex mit

$$n(\vec{r},t) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T} T(\vec{r},t)$$
(4.26)

beschrieben werden. Die Ablenkung eines Gauß-förmigen Strahls durch ein inhomogenes Gebiet, wie dies bei einer Brechungsindexänderung gegeben ist, kann durch

$$\phi = \frac{1}{n_0} \int_{\text{Weg}} \nabla_\perp n(\vec{r}, t) \,\mathrm{d}s \tag{4.27}$$

angegeben werden [103]. Hierbei ist $\nabla_{\perp} n(\vec{r}, t)$ die Brechungsindexänderung senkrecht zum Messstrahl. Da hier wieder nur eine Dimension betrachtet wird, vereinfacht sich die Ablenkung zu

$$\phi = \frac{1}{n_0} \int_{-r_{\rm P}}^{r_{\rm P}} \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \,\mathrm{d}z = \frac{1}{n_0} \int_{-r_{\rm P}}^{r_{\rm P}} \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \,\mathrm{d}z \;. \tag{4.28}$$

Da keine Abhängigkeiten in z-Richtung vorliegen, kann das Integral über den Pumpstrahldurchmesser $2r_{\rm P}$ leicht gelöst werden und der Ablenkungswinkel ist

$$\phi = \frac{2r_{\rm P}}{n_0} \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} . \qquad (4.29)$$

Beide Teile, die Temperaturverteilung Gleichung (4.25) und die optische Strahlausbreitung Gleichung (4.29), können jetzt zusammengesetzt werden und man erhält für die Ablenkung des Messstrahls

$$\phi = P_0 \frac{1 - e^{-\alpha d}}{\pi r_{\rm P} n_0} \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\sqrt{2} l_{\rm d,S}}{\kappa_{\rm L} l_{\rm d,S} + \kappa_{\rm S} l_{\rm d,L}} e^{x/l_{\rm d,L}} e^{i(\omega t + x/l_{\rm d,L} - \pi/4)} .$$

$$\tag{4.30}$$

4.3.3 Einfluss von Parametern

Im Folgenden soll die Abhängigkeit der Ablenkung von den verschiedenen Parametern genauer betrachtet werden. Grundlage hierfür ist Gleichung (4.30). Ersichtlich ist, dass das PD-Signal direkt proportional zur eingestrahlten Leistung ist $\phi \sim P_0$. Dies konnte auch am hier verwendeten Messplatz gezeigt werden, wie dies in Abbildung 4.10 zu sehen ist. Für kleine Leistungen weicht die Kurve etwas vom linearen Fit ab, was durch die ungenaue Messung der Leistung zu erklären ist. Somit ist eine möglichst große Leistung von Vorteil, um ein möglichst großes Verhältnis zwischen Signal und Rauschen zu erhalten.





Abbildung 4.10: Signal der photothermischen Ablenkung abhängig von der Pumpleistung P_0 .

Abbildung 4.11: Signal der photothermischen Ablenkung abhängig von der Chopperfrequenz f.

Die Abhängigkeit der Ablenkung von der Chopperfrequenz ist nach Gleichung (4.30) durch $\phi \sim \exp\left(-\sqrt{f}\right)$ gegeben. In Abbildung 4.11 ist dies gut zu erkennen. Bei 50 Hz und 100 Hz sind starke Einbrüche zu erkennen. Sie sind Vielfache der Netzspannungsfrequenz und resultieren wahrscheinlich aus elektrischem Übersprechen der Versorgungsspannung. Die Messungen wurden bei einer möglichst niedrigen Frequenz (10 Hz) durchgeführt, um ein möglichst großes Signal mit genügender Stabilität zu erreichen. In Abbildung 4.12 ist die Abhängigkeit des PD-Signals von der Position des Messstrahls zur Probenoberfläche abgebildet. Nach Gleichung (4.30) kann diese durch $\phi \sim e^x$ beschrieben werden, was sich auch in den Messungen ergeben hat. Die Definition der Position x ist hier zu beachten, die von der Probenoberfläche weg in die Detektionsflüssigkeit negative Werte annimmt (siehe Abbildung 4.9). Nur so nimmt die Exponentialfunktion für einen größeren Offset kleinere Werte an. Für positive x-Werte fällt die Kurve abrupt ab. In diesem Bereich fängt der Messstrahl an die Oberfläche der Probe zu streifen bzw. verläuft schon teilweise im Glassubstrat. Als einziger unabhängiger Wert kann aus dieser gemessenen Kurve die thermische Diffusionslänge $l_{d,L}$ der Detektionsflüssigkeit ermittelt werden. Die Fit-Kurve hat die Form $\phi \sim Ce^{-19x}$, woraus sich ein $l_{d,L} = 53 \,\mu\text{m}$ berechnen lässt. Wie aus Tabelle 4.2 hervorgeht, stimmt dieser Wert mit dem Literaturwert sehr gut überein.

In Abbildung 4.13 ist der Einfluss der Position des Messstrahls zum Pumpstrahl darge-



250 200 PD Signal (a.u.) Measured Hyperbolic Fit ~ 1/y 150 100 50 0 -3 -2 -1 0 1 2 3 *y*-Offset (Probe Beam / Pump Beam) (mm)

Abbildung 4.12: Signal der photothermischen Ablenkung abhängig vom Offset xdes Messstrahls zur Probenoberfläche.

Abbildung 4.13: Signal der photothermischen Ablenkung abhängig vom Offset y des Messstrahls zum Pumpstrahl.

stellt. Da in der Herleitung keine Abhängigkeit in y- und z-Richtung berücksichtigt wurde, kann eine Aussage aus Gleichung (4.30) nicht hergeleitet werden. Es ist ein hyperbolischer Zusammenhang zu erkennen $\phi \sim 1/y$, welcher aus der Gauß-Form des Pumpstrahls herrührt. Die Kurve ist symmetrisch zum Nullpunkt. Auch ist eine Art Plateau von ca. 6 mm zu erkennen, bei dem sich das PD-Signal kaum ändert. Der Pumpstrahldurchmesser $2r_{\rm P}$ ist wesentlich größer als der Durchmesser des Messstrahls und somit kann in einem kleinen Bereich der Offset in y-Richtung kaum etwas am Signal beeinflussen. Verglichen mit dem Offset in x-Richtung ist dieser Versatz lange nicht so kritisch. Auch wird dieser Abstand normalerweise nicht verändert. Der x-Offset dagegen muss jedes Mal neu eingestellt werden, da die Position der Probenoberfläche je nach Einbau variiert. Aus diesen Gründen wurde vor jeder neuen Messung das PD-Signal auf diesen Versatz optimiert. Ein weiterer Parameter ist der Winkel zwischen Probenoberfläche und Messstrahl. Nach [95] ist erst bei einer Verdrehung von ca. 3° ein Einfluss auf das Signal gegeben. Durch eine einfache und genaue optische Kontrolle vor der Messung kann diese Verdrehung, und somit ein Einfluss, ausgeschlossen werden. Die Auslenkung ist auch linear abhängig zur temperaturabhängigen Brechungsindexveränderung $\phi \sim \partial n / \partial T$. Dies ist der Grund, warum als Detektionsmedium CCl₄ verwendet wird und nicht Luft, da hier ein Faktor von fast 700 zwischen beiden Medien liegt (siehe Tabelle 4.2). Natürlich beeinflussen auch die thermischen Eigenschaften der Materialien das Ausgangssignal. Auch hat der Durchmesser $2r_{\rm P}$ des Pumplasers einen Einfluss auf die Auslenkung. Zwar wird durch einen längeren Weg des Messstrahls durch das veränderte Detektionsmedium (also größerem Pumpdurchmesser) die Auslenkung größer, allerdings nimmt die Stärke der Temperaturverteilung quadratisch mit dem Durchmesser ab. Dies ergibt daher eine hyperbolische Abhängigkeit von $\phi \sim 1/r_{\rm P}$ und es sollte daher ein möglichst kleiner Pumpstrahldurchmesser gewählt werden. Die Absorption ist der wichtigste Parameter, da er mit dieser Messmethode bestimmt werden soll. Die Ablenkung ist proportional zur absorbierten Leistung $\phi \sim (1 - e^{-\alpha d})$. Für Absorptionsprodukte $\alpha d < 10^{-1}$ vereinfacht sich dieser Zusammenhang zu $\phi \sim \alpha d$. Die Ablenkung des Messstrahls ist somit für die hier zu untersuchenden dünnen Schichten direkt proportional zur Absorption.

4.3.4 Bestimmung von absoluten Werten

Bisher wurde die photothermische Ablenkung zum Vergleich von unterschiedlichen Proben verwendet (siehe Kapitel 3.7.3 S. 38). Es konnte nur ein qualitativer Unterschied zur Optimierung von Prozessparametern angegeben werden. Nun soll noch ein quantitativer Wert für die Absorption bzw. für den Extinktionskoeffizient bestimmt werden. Hierzu muss der gemessene PD-Wert einer Absorption zugeordnet werden. Es wurden zuerst Referenzproben gemessen. Drei verschiedene Siliziumkarbid (SiC)-Substrate und ein Siliziumsubstrat, von denen der Extinktionskoeffizient bekannt ist, wurden dafür verwendet. Auch kann die absorbierte Leistung A simuliert werden. Bis hierher wurden Reflexionen, die natürlich an den Grenzflächen auftreten, nicht berücksichtigt. Ein Teil des Pumpstrahls wird auch immer reflektiert, abhängig von dem Brechungsindex des Substrates $n_{\rm S}$ und der jeweiligen Schicht \overline{n}_1 . Diese Beträge werden allerdings in der Simulation berücksichtigt, und man erhält einen Absorptionswert. Dieser kann durch den gemessenen PD-Wert dividiert werden und das Ergebnis ist die Absorption pro gemessenem Wert. Dieser kann über dem Extinktionskoeffizient aufgetragen werden. Die SiC-Substrate haben kleine Extinktionskoeffizienten im Bereich von $5 \cdot 10^{-6}$ bis $3 \cdot 10^{-5}$, wohingegen das Si-Substrat ein k von ca. 10^{-2} aufweist. Wie in Abbildung 4.14 zu erkennen ist, ergeben diese Punkte nahezu eine Gerade. Somit ergibt sich eine Normierungskonstante von ca. $5 \cdot 10^{-4}$ absorbierte Leistung pro PD-Signal. Als nächstes muss die Oberflächenabsorption der Substratoberfläche berücksichtigt werden. Die zu untersuchenden Schichten wurden auf Glassubstrat aufgebracht. Dieses BK7-Glas besitzt trotz guter Reinigung eine gewisse Restabsorption [104]. Es wurde nun das absorptionsfreie Glassubstrat plus einer 2 nm dicken Absorptionsschicht angenommen. Diese Absorptionsschicht besitzt den gleichen Brechungsindex $n_{\rm S}$ wie des Glassubstrat, aber einen bisher noch unbekannten Extinktionskoeffizient k_{Surf} . Die Absorption des Gesamtsystems kann nun für verschiedene Werte für k_{Surf} simuliert werden. Daneben wurden mehrere Glassubstrate mit der photothermischen Ablenkung gemessen. Die simulierten Absorptionen und die gemessenen PD-Signale ergeben einen Bereich, wie er im Abbildung 4.14 dargestellt ist.



 $\begin{array}{c} 10^{-2} & \longrightarrow & Al_2O_3 \\ & & & SiO_2 \\ & & & & Ta_2O_5 \\ & & & & & TiO_2 \\ & & & & & TiO_2 \\ & & & & & & TiO_2 \\ & & & & & & & & \\ 10^{-4} & & & & & & & & \\ 10^{-5} & & & & & & & & \\ 10^{-5} & & & & & & & & & \\ 10^{-5} & 10^{-4} & 10^{-3} & 10^{-2} & 10^{-1} \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & \\ & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & & & & & & \\ & & & &$

Abbildung 4.14: Simulierte Absorption Azum gemessenen PD-Signal über dem Extinktionskoeffizient k.

Abbildung 4.15: Simulierte Absorption Azum gemessenen PD-Signal über dem Extinktionskoeffizient k.

Dieser Bereich wird im Graph links durch die minimale $A_{Surf,min}$ und rechts durch die maximale Oberflächenabsorption $A_{Surf,max}$ des Glassubstrates begrenzt. Abhängig ist der Bereich vom variierenden Extinktionskoeffizient. An der Stelle, an der der Bereich die Normierungsgerade schneidet, erhält man den maximalen und den minimalen Extinktionskoeffizienten für die Oberflächenschicht der hier verwendeten Glassubstrate ($k_{\text{Surf,max}} = 3 \cdot 10^{-2}$ und $k_{\text{Surf,min}} = 5 \cdot 10^{-3}$). Nun kann auch die zu untersuchende Schicht mit betrachtet werden. Hierzu wird die absorbierte Leistung in Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten der Schicht k_1 einmal mit der maximalen und einmal mit der minimalen Oberflächenabsorptionsschicht simuliert und aufgetragen. In Abbildung 4.14 ist dies am Beispiel des SiO₂ dargestellt. Für große Werte des Extinktionskoeffizienten sind beide Kurven noch nahezu identisch und der Absorptionswert pro PD-Signal sinkt mit kleiner werdendem k_1 . In diesem Bereich wird die Absorption vor allem durch die Absorption in der Schicht bestimmt, da diese größer ist als die Oberflächen absorption. Mit sinkendem k_1 flachen die Kurven mehr und mehr ab, bis sie einen konstanten Wert erreichen. Hier hat die Absorption in der Schicht kaum noch einen Einfluss, die Gesamtabsorption wird durch den konstanten Wert der Oberflächenabsorption bestimmt. Die Kurve für die maximale Oberflächenabsorption $A_{Surf,max}$ schneidet dabei die Normierungsgerade nicht, d. h. die Schicht kann nicht so wenig absorbieren, um diesen Wert zu erreichen. Die Kurve mit der minimalen Oberflächenabsorption $A_{Surf,min}$ schneidet dagegen die Gerade an der Stelle, an der die Schicht den Extinktionskoeffizienten besitzt, um den Normierungswert zu erreichen. Somit kann aus diesen zwei Kurven der maximale Extinktionskoeffizient der Schicht $k_{1,\max}$ ermittelt werden, der für die hier angenommenen Oberflächenabsorptionen erreicht werden kann. In Abbildung 4.15 sind die Kurven für die fünf verschiedenen Schichten aufgetragen. Hierbei wurden nur die Kurven mit der minimalen Oberflächenabsorption verwendet. Die Kurven der verschiedenen Schichten schneiden die Normierungskurve jeweils an unterschiedlichen Punkten, was zu unterschiedlichen maximalen Extinktionskoeffizienten führt. In Tabelle 4.3 sind die Ergebnisse aus diesen Messungen zusammengestellt.

Material	SiO_2	Al_2O_3	Y_2O_3	$\mathrm{Ta}_{2}\mathrm{O}_{5}$	TiO_2
Extinktionskoeffizient $k \ (\lambda = 685 \text{ nm})$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$3\cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$3\cdot 10^{-4}$	$6\cdot 10^{-4}$

Tabelle 4.3: Absolute Werte der Extinktionskoeffizienten für eine Wellenlänge von $\lambda = 685 \text{ nm}$, ermittelt mit der photothermischen Ablenkung.

Wie erwähnt, kann hier nur ein maximaler Wert des Extinktionskoeffizienten angegeben werden. Es ist aber zu erkennen, dass die minimale Auflösungsgrenze dieser Messmethode bei kleineren Werten liegen kann, als z. B. bei der spektralen Ellipsometrie, bei der die Grenze bei ca. 10^{-4} liegt. Die tatsächlichen Werte liegen durchaus etwas oder wesentlich niedriger. Eine Verbesserung der Methode könnte darin bestehen, dass die Oberflächenabsorption jedes Glassubstrates schon vor der Beschichtung gemessen wird. Damit wird die Ungenauigkeit durch die schwankenden Oberflächenabsorptionen verringert, und genauere Werte der Extinktionskoeffizienten können bestimmt werden.

4.4 Spektrale Reflexion

Um eine Beschichtung als Gesamtes zu charakterisieren bzw. zu überprüfen, bietet sich die Messung der Reflexion über der Wellenlänge an. Dabei kann die Beschichtung aus einer oder beliebig vielen Schichten bestehen. Sie wird z. B. auf ein Siliziumsubstrat aufgebracht. Mit einer breitbandigen Lichtquelle kann mit Hilfe eines Monochromators die Probe beleuchtet und die Reflexion spektral aufgelöst gemessen werden. Dabei trifft der Lichtstrahl unter einem gewissen Winkel, in diesem Falle 10°, die Probe. Die gemessene Kurve kann dann mit einer simulierten Kurve verglichen und etwaige Fehler bestimmt werden. Die Simulationen wurden mit einem Programm (Essential Macleod [5]) auf Grundlage der Transfer-Matrix-Methode gemacht. Allerdings spielt das verwendete Substrat eine gewisse Rolle. Wie in Abbildung 4.16 dargestellt gibt es prinzipiell zwei Bereiche. Im Falle des hier verwendeten Siliziums zeigt das Substrat für niedrige Wellenlängen eine hohe Absorption. Dadurch wird sämtliches Licht, das durch die Beschichtung in das Substrat gelangt, dort absorbiert. Zur Reflexion tragen also nur die Anteile des Lichts bei, die an den Grenzflächen von Luft, Beschichtung und Substrat reflektiert werden. Für größere Wellenlängen ist das Silizium transparent und absorbiert somit kein Licht mehr. Nun wird ein Teil des Lichtes an den Grenzflächen Luft, Beschichtung und Substrat reflektiert, und der in das Substrat transmittierte Anteil wird nochmals an der Unterseite des Substrates teilweise reflektiert, und trägt somit auch zur Reflexion bei. Dies ist jedoch nur der Fall, wenn beidseitig poliertes Silizium verwendet wird, da sonst die Streuverluste überwiegen.



Substrate as a Sink

Transparent Substrate





Abbildung 4.17: Simulationen der spektralen Reflexion, sowohl mit absorbierendem als auch transparentem Substrat für eine AR-Beschichtung. Die gemessene Kurve ist ebenfalls aufgetragen.

In Abbildung 4.17 ist dieses Verhalten mit einer Antireflexionsbeschichtung (eine Schicht Ta₂O₅) für eine Wellenlänge von $\lambda = 980$ nm dargestellt. Es gibt zwei theoretische Simulationskurven, über den gesamten Wellenlängenbereich absorbierendes $k_{\rm S} > 0$ oder transparentes $k_{\rm S} = 0$ Substrat (gestrichelte Kurven). Eine Simulation mit veränderlicher Absorption ist bei Schichtdicken von 500 µm, wie dies für Substratmaterial typisch ist, nicht

einfach. Aufgrund der großen Dicke kommt es zu Interferenzeffekten, was eine Verbreiterung der Kurve teilweise über den gesamten Reflexionsbereich zur Folge hat. Die eigentliche Kurve kann nur durch eine Mittelung der Simulationswerte erreicht werden. In Abbildung 4.17 ist eine Gesamtsimulation gepunktet dargestellt. Es ist zu erkennen, dass im Bereich kleiner Wellenlängen die Kurve identisch mit der Kurve für absorbieren-

In Abbildung 4.17 ist eine Gesamtsimulation gepunktet dargestellt. Es ist zu erkennen, dass im Bereich kleiner Wellenlängen die Kurve identisch mit der Kurve für absorbierendes Substrat ist. Ab 1050 nm steigt die Kurve steil an und verläuft ab 1150 nm auf der Kurve für transparentes Substrat. Dieser Übergang liegt im Bereich der Bandkante von Silizium $E_{G,Si} = 1.12 \text{ eV} (\lambda_{G,Si} = 1107 \text{ nm})$, hier wird das Substrat transparent. Im Bereich des absorbierenden Substrates wird aufgrund der AR-Beschichtung idealerweise nichts an der Oberfläche reflektiert, und das gesamte Licht wird im Substrat absorbiert. Im transparenten Fall wird dieses Licht jedoch an der Substratunterseite reflektiert und wegen der AR-Beschichtung idealerweise komplett aus der Oberseite wieder transmittiert. Die gesamte Reflexion wird somit vor allem durch die Reflexion an der Substratunterseite bestimmt, was im Fall von Silizium etwas mehr als 0.3 entspricht. Dieser Anteil ist auch in der Erhöhung der Reflexion im Bereich um die 1100 nm zu erkennen. Die Simulation stimmt auch sehr gut mit der tatsächlich gemessenen Kurve überein, wie dies ebenfalls in Abbildung 4.17 zu sehen ist.

Als weiteres Beispiel ist in Abbildung 4.18 eine $\lambda/2$ -Beschichtung für eine Wellenlänge von 980 nm dargestellt. Die Beschichtung besteht aus einer ca. 300 nm dicken Al₂O₃-Schicht. Eine solche $\lambda/2$ -Schicht hat für die Designwellenlänge keinen Einfluss. Dies ist zu erkennen, da die Reflexion bei 980 nm eine Reflektivität von ca. 0.3 aufweist, was identisch mit der Reflexion eines Silizium-Luft Übergangs ist.





Abbildung 4.18: Spektrale Reflexion für eine $\lambda/2$ -Beschichtung (300 nm Al₂O₃ auf Si-Substrat). Dargestellt ist sowohl die Simulation als auch die gemessene Kurve.

Abbildung 4.19: Spektrale Reflexion für ein fünf-Schicht-System als HR-Beschichtung. Dargestellt ist sowohl die Simulation als auch die gemessene Kurve.

Es ist wie im vorherigen Beispiel zu sehen, dass für kleine Wellenlängen die Simulationswie auch die Messkurve identisch sind mit der Simulation für ein Substrat mit hoher Absorption. Ab der Bandkante bei ca. 1050 nm steigen die Kurven an und folgen ab 1150 nm der Kurve für transparentes Substrat. Allerdings ist in diesem Beispiel der Sprung nicht mehr so groß wie am Beispiel der AR-Beschichtung, da hier der Einfluss von der Substratunterseite im Vergleich zur Oberseite nicht so groß ist.

Als letztes Beispiel soll hier eine hochreflektierende Beschichtung betrachtet werden. In Abbildung 4.19 sind die Simulations- und Messkurven für ein fünf-Schicht-HR-System (Al_2O_3/Si) für eine Wellenlänge von 980 nm dargestellt. In einem solchen Fall sind der absorbierende und der transparente Fall, zumindest im Hochreflexionsbereich gleich. Dies liegt daran, dass schon an der Oberfläche das meiste Licht reflektiert wird. Der Anteil, der in das Substrat eindringt, dann zu 30 % an der Unterseite reflektiert wird und ein zweites mal durch die HR-Beschichtung transmittiert wird, ist so gering, dass er nicht relevant ist. Es ist auch kein Sprung an der Bandkante von Silizium um die 1100 nm zu erkennen. Hier verlaufen die Kurven kontinuierlich weiter. Man sieht auch eine sehr gute Übereinstimmung von simulierter und gemessener Kurve.

4.5 Streuung

Bisher wurde die Streuung nicht betrachtet. Allerdings wird an allen Grenzflächen, die nicht ideal glatt sind, das Licht gestreut. Hierbei spielt die Rauigkeit der Grenzflächen eine wesentliche Rolle [105]–[110]. In Abbildung 4.20 ist eine Grenzfläche zwischen zwei Materialien mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 dargestellt.





Abbildung 4.20: Schematische Darstellung einer rauen Grenzfläche von zwei verschiedenen Materialien.



Die Höhe der Unebenheit der Grenzfläche z = G(x, y) ist von beiden Richtungen in der Ebene x und y abhängig. Zur Definition eines Rauigkeitsparameters wird meistens der Mittelwert der quadratischen Abweichung $\delta_{\rm rms}$ (*Root Means Square*, rms) verwendet

$$\delta_{\rm rms} = \sqrt{\frac{1}{A} \iint_A |G(x,y)|^2 \,\mathrm{d}x \,\mathrm{d}y} \,. \tag{4.31}$$

Da die Streuung S normalerweise für die Reflexion angegeben und auch gemessen wird, muss sie von der tatsächlichen Reflexion R unterschieden werden. Die gesamte Leistung, die in Reflexion gemessen wird, ist demnach R + S. Für die Streuung wird meistens die Gesamtstreuung TIS (*Total Integrated Scattering*) verwendet, welche das Verhältnis der Streuung zur gesamten reflektierten Leistung R + S ist [106],[109]

$$TIS = \frac{S}{R+S} = 1 - e^{-(4\pi\delta_{rms}/\lambda)^2} \approx \left(\frac{4\pi\delta_{rms}}{\lambda}\right)^2 \approx \frac{S}{R} .$$
(4.32)

Wenn die Streuung weniger als 1% der Reflexion beträgt, kann das Verhältnis zu S/R vereinfacht werden. In Abbildung 4.21 ist die Streuung TIS in Abhängigkeit der Rauigkeit $\delta_{\rm rms}$ aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass mit zunehmender Rauigkeit die Streuung zunimmt. Je kleiner die Wellenlänge ist, desto größer wird auch die Streuung. Für kleine Rauigkeiten bzw. Streuungen, wie dies im kleinen Ausschnitt aufgetragen ist, gilt die Vereinfachung aus Gleichung 4.32. Der Grad der Streuung ist somit vor allem von der Rauigkeit abhängig. In Abbildung 4.22 sind verschiedene AFM-Messungen (*Atomic Force Microscopy*) dargestellt. Es wurde einmal die Rauigkeit eines Siliziumsubstrates gemessen (a), was ein $\delta_{\rm rms} = 0.23$ nm zeigt. Die Rauigkeit einer einzelnen Al₂O₃-Schicht von 120 nm Dicke (b) ergibt ein $\delta_{\rm rms} = 0.21$ nm. In (c) ist die Rauigkeit eines 16-Schicht-Systems gezeigt (HR-Beschichtung mit einer Gesamtdicke von 900 nm), was ebenfalls ein $\delta_{\rm rms} = 0.21$ nm aufweist.





Abbildung 4.22: AFM-Messungen zur Bestimmung der Rauigkeit. (a) Silizium-Substrat, (b) Si mit einer 120 nmAl₂O₃-Schicht und (c) 16-Schichten SiO₂/Ta₂O₅ mit einer Dicke von ca. 900 nm.

Die Rauigkeit wird also durch das Substrat verursacht, die Beschichtungen ändern die Rauigkeit dagegen nicht signifikant. Auch eine 900 nm dicke Beschichtung aus 16 abwechselnden Schichten ergibt keine größere Rauigkeit, als das Substrat selber. Die Rauigkeiten

liegen im Bereich von ca. 0.2 nm (rms). Die Rauigkeit, die durch die Schichten verursacht wird liegt somit mindestens einen Faktor 10 darunter. Bei einer Annahme der Schichtrauigkeit von $\delta_{\rm rms} \leq 0.01$ nm ergibt sich eine Streuung für die Wellenlänge von $\lambda = 1000$ nm von TIS $\leq 10^{-8}$. Die Streuung auf Grund der Rauigkeit durch die Beschichtung kann daher vernachlässigt werden.

4.6 Haftung und Ätzverhalten

Die Haftung der Beschichtungen auf dem Substrat, sei es Halbleitermaterial oder ein anderes, wie z. B. Glas, ist sehr wichtig, damit sich die Schichten später nicht ablösen und die Funktion verlieren. Zur groben Untersuchung kann man den so genannten Tapetest verwenden, bei dem ein Klebestreifen auf die Schicht geklebt und wieder abgezogen wird. Dieser wurde verschiedene Male für unterschiedliche Schichtmaterialien auf Silizium sowie auf Glas durchgeführt. In keinem Fall konnten auch nur geringe Teile, und sei es vom Rand, abgelöst werden. Auch können die Schichten nur schwer mit metallischen Spitzen verkratzt werden, was auf eine gute Dichte und Haftung schließen lässt. Da die Haftung der Schichten mehr als ausreichend gut ist, wurde auf ein quantitatives Messverfahren, wie z. B. die Stylus-Methode [111], verzichtet.

Das Ätzverhalten der verwendeten Schichtmaterialien ist für diese Arbeit normalerweise nicht relevant. Da aber für unterschiedlichste Anwendungen (siehe auch Kapitel 6) Beschichtungen hergestellt wurden, stellte sich immer öfter auch die Frage nach der Ätzbarkeit der Schichten. Je nach Anwendung sollten die Schichten geätzt werden können oder stabil gegenüber nachfolgenden Prozessen sein. Um einen kleinen Einblick in das Ätzverhalten der hier verwendeten gesputterten Schichten zu geben, sind in Tabelle 4.4 Ätzraten für verschiedene Ätzprozesse aufgelistet. Hierbei sind mehrere nasschemische Ätzprozesse mit Salzsäure, Schwefelsäure und Flusssäure sowie ein Trockenätzprozess mittels reaktivem Ionenätzen (*Reactive Ion Etching*, RIE) mit CF₄ (400 W und 10^{-2} mbar) angegeben.

Ätzraten (nm/min.)	SiO_2	$\mathrm{Al}_2\mathrm{O}_3$	Y_2O_3	$\mathrm{Ta}_{2}\mathrm{O}_{5}$	${\rm TiO}_2$
Salzsäure (HCl) 16%ig	0	0	46.9	0	0
Schwefelsäure $(H_2SO_4: H_2O_2: H_2O = 1:6:40)$	0	0	91.9	0	0
Schwefelsäure $(H_2SO_4:H_2O_2=1:1)$	0	0		0	0
Flusssäure (HF) 2%ig	14.5	66.8	0	0	10.8
RIE (CF_4)	23.7	0.5	0	14.7	11.3

Tabelle 4.4: Zusammenstellung der Ätzraten für die hier verwendeten gesputterten Oxide.

Bis auf Y_2O_3 zeigen alle Materialien eine hohe Resistenz gegenüber Säuren. Auch die Ätzraten mit Flusssäure oder mit dem Trockenätzprozess sind sehr gering. Dies zeigt,

dass die Beschichtungen zwar geätzt werden können, für die meisten Ätzprozesse aber sehr stabil sind. Da für die Ätzraten in Tabelle 4.4 keine ausführlichen Untersuchungen durchgeführt wurden, sollten sie auch nur als Anhaltspunkte dienen. Die Ätzraten von 0 nm/min. sollen hier nicht als absolute Werte angesehen werden. Bei diesen Ätzungen konnte während der Ätzzeit keine messbare Schichtdickenreduzierung festgestellt werden. Die 0 steht somit nur für eine sehr geringe Ätzrate und damit einer hohen Stabilität der Schicht für diesen Ätzprozess. Zur Vertiefung wird hier als Beispiel auf [112] verwiesen.
Kapitel 5

Beschichtung von Laserfacetten

Als Hauptanwendung wird in dieser Arbeit die Beschichtung der Facetten von kantenemittierenden Halbleiterlasern untersucht und in diesem Kapitel ausführlich beschrieben. Die Beschichtung von Laserfacetten hat zwei unterschiedliche Aufgaben. Zum einen wird die Reflektivität der Laserfacette verändert, sei es eine Erniedrigung (Antireflexionsbeschichtung) oder eine Erhöhung (Hochreflexionsbeschichtung). Dadurch werden unterschiedliche Eigenschaften des Lasers beeinflusst. Zum anderen wird die Laserfacette durch eine Beschichtung passiviert, was zu einer Erhöhung der COMD-Schwelle und auch der Lebensdauer des Lasers führt. Zuerst werden kurz die Grundlagen von Kantenemittern beschrieben. Danach wird die Messung von Facettenreflektivitäten ausführlich behandelt und im Anschluss wird auf die Facettenpassivierung eingegangen. Die Handhabung von Halbleiterkantenemittern wird zum Abschluss dieses Kapitels beschrieben.

5.1 Grundlagen von kantenemittierenden Halbleiterlasern

Halbleiterlaser haben nicht nur wegen ihrer hohen Effizienz von über 70 % [113], sondern auch wegen der kostengünstigen Herstellung mittlerweile einen großen Anwendungsbereich erreicht. Bekannt sind sie vor allem im Bereich der Telekommunikation, als Schreibund Leseeinheit in CD-, DVD- und BlueRay-Geräten sowie im Hochleistungsbereich zum Pumpen von Festkörperlasern und zur Materialbearbeitung. So unterschiedlich wie ihre Anwendungen sind auch die Wellenlängenbereiche in denen sie eingesetzt werden. Auf Basis von AlGaAs mit GaInAs-Quantenfilmen wird vor allem der nahe Infrarotbereich mit Wellenlängen von 800–1100 nm bedient. Mit GaAs- oder InP-Quantenfilmen erreicht man noch den sichtbaren roten Bereich. Auf der Basis von InP mit GaInAsP-Quantenfilmen wird der infrarote Bereich jenseits der 1 μ m Wellenlänge erreicht, der vor allem in der Telekommunikation genutzt wird. Das jüngste Materialsystem basiert auf AlGaN mit GaInN-Quantenfilmen, welches vom sichtbaren blauen bis in den nahen ultravioletten Bereich reicht. Prinzipiell kann man Halbleiterlaser noch in drei verschiedene Arten unterteilen. Die vertikal zur Waferoberfläche emittierenden Laser, VCSEL (*Vertical Cavity* Surface Emitting Laser), zeichnen sich durch eine hohe Strahlqualität und rundes Strahlprofil bei eher geringerer Lichtleistung aus. Kantenemitter dagegen zeichnen sich durch höhere Leistungen bei geringerer Strahlqualität und elliptischem Strahlprofil aus. Hier können aus einzelnen Laserbarren mit 10 bis 20 Einzelemittern mittlerweile über 100 W optische Leistung erzielt werden. Der jüngste Typ im Bereich der Halbleiterlaser ist der Scheibenlaser, welcher optisch gepumpt wird. Er zeigt hohe optische Ausgangsleistungen bei gleichzeitig sehr guter Strahlqualität und rundem Strahlprofil.

Da sich für die Charakterisierung von optischen Beschichtungen vor allem kantenemittierende Halbleiterlaser eignen, wurden diese für die nachstehenden Untersuchungen verwendet. Dabei kam das AlGaAs Materialsystem mit GaInAs Quantenfilmen zur Anwendung, welches auf GaAs Substrat mittels Molekularstrahlepitaxie (*Molecular Beam Epita*xy, MBE) gewachsen wurde. Die Wellenlänge der verwendeten Laser lag zwischen 920 nm und 980 nm.

5.1.1 Aufbau

Der prinzipielle Aufbau eines kantenemittierenden Halbleiterlasers ist in Abbildung 5.1 dargestellt [2], [6]. Auf einem n-leitenden Substrat ist die Diodenstruktur epitaktisch aufgewachsen. Diese beinhaltet eine p- und n-leitende Mantelschicht, das Cladding, welches die eigentlichen aktiven Schichten umhüllt und der Stromzuführung dient. Von beiden Seiten folgt das Grading, in dem kontinuierlich die Bandlücke verkleinert, und somit der Brechungsindex erhöht wird. Um den eigentlichen Quantenfilm (Quantum Well, QW), welcher nur wenige Nanometer dick ist und die kleinste Bandlücke und den größten Brechungsindex des Materials aufweist, liegen die Spacerschichten, welche den Quantenfilm vom restlichen Bereich trennen. Die Spacerschichten sowie die Quantenfilme sind normalerweise undotiert, um eine möglichst geringe Absorption in der aktiven Schicht zu erreichen. Um einen guten ohmschen Kontakt und somit geringe elektrische Verluste zu erzielen, wird das Substrat ganzflächig mit einem Metallkontakt versehen. Auf der Oberseite wird ebenfalls ein Metallkontakt auf eine hochdotierte Abschlussschicht aufgebracht. Der Verlauf des Brechungsindex in dieser transversalen Richtung ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Durch die Reduzierung der Bandlücke durch das Grading wird ein Ladungsträgerkonfinement erreicht, d.h. um den Quantenfilm ist die Ladungsträgerkonzentration stark erhöht. Die Erhöhung des Brechungsindex vom Cladding (Al_{0.3}Ga_{0.7}As $n \approx 3.35$) bis zum Quantenfilm (In_{0.15}Ga_{0.85}As $n \approx 3.6$) ergibt eine starke Führung des Lichts, was ebenfalls dargestellt ist. Diese Art der Wellenführung wird auch indexgeführt genannt. Das resultierende elektrische Feld ist Gauß-ähnlich verteilt. Durch die starke Führung ist die $1/e^2$ -Breite sehr schmal und liegt im Bereich von 0.5–1 μ m. Für Strukturen mit etwas schwächerer Führung werden $1/e^2$ -Breiten von $1.5\,\mu m$ erreicht.

In der lateralen Richtung gibt es keine Führung durch unterschiedliche Materialien. Bei einem Rippenwellenleiter (*Ridge Waveguide*) wird durch Ätzung eine mehrere μ m-breite Rippe mit der Breite W hergestellt. Der effektive Brechungsindex n_{eff} ist der Brechungsindex, den die geführte Welle erfährt. Er ist ein durchschnittlicher Wert, der durch die





Abbildung 5.1: Schematische Darstellung eines kantenemittierenden Lasers mit Rippenwellenleiter.

Abbildung 5.2: Darstellung der transversalen und lateralen Wellenführung eines Rippenwellenleiterlasers mit Brechungsindexverlauf und Feldverteilung.

unterschiedlichen Materialien in der transversalen Richtung entsteht, eine Integration des Brechungsindexverlaufes in transversaler Richtung n(x) gewichtet mit der elektrischen Feldverteilung E(x)

$$n_{\text{eff}}(y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} n(x, y) E(x, y) \,\mathrm{d}x}{\int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) \,\mathrm{d}x} \,. \tag{5.1}$$

Da in den Außenbereichen ein Teil der Schichten weggeätzt ist, sorgt die Luft mit einem geringeren Brechungsindex dafür, dass der effektive Brechungsindex dort etwas geringer ist, als im Bereich der Rippe. In Abbildung 5.2 ist dies in der lateralen Richtung ebenfalls dargestellt. Der Unterschied des effektiven Brechungsindex zwischen Rippe und Außenbereich liegt nur bei etwa 1 %, woraus eine sehr schwache Wellenführung resultiert. Daher ist das elektrische Feld in dieser Richtung breiter (2–4 µm 1/ e^2 -Breite) als in der indexgeführten transversalen Richtung. Die Feldverteilung ist eher cosinusförmig mit exponentiell abfallenden Randbereichen.

Besitzt die elektrische Feldverteilung nur ein Maximum in der Mitte, so spricht man von Einmodigkeit. In transversaler Richtung ist auf Grund der epitaktischen Struktur normalerweise die Verteilung immer einmodig. In lateraler Richtung dagegen hängt die Form des elektrischen Feldes stark von der Rippenbreite W und dem injizierten Strom ab. Für schmale Rippen ist das Feld eher einmodig, wohingegen ab Breiten von 5–6 µm mehrere Moden ausbreitungsfähig sind. Eine weitere Vergrößerung der Rippenbreite ergibt somit keinen Sinn, und auf Grund der einfacheren Herstellung geht man bei breiteren Strukturen zu gewinngeführten Lasern über. Hierbei wird auf eine Rippe verzichtet und die Welle wird nur im Bereich der injizierten Ladungsträger durch die dadurch entstehende Brechungsindexänderung geführt. Der Bereich wird durch die Kontaktgeometrie definiert. Es können damit breite Strukturen, meistens 50 oder 100 µm, hergestellt werden, die höhere Leistungen emittieren können, allerdings von der lateralen Wellenführung multimodig sind und eine schlechte Strahlqualität aufweisen.

Die elektrische Feldverteilung kann im Nahfeld gemessen werden. Die Feldverteilung aus dem Nahfeld E(x, y) wird wegen der fehlenden Führung außerhalb des Lasers durch Beugung aufgeweitet und ergibt das Fernfeld $P(\Theta_x, \Theta_y)$. Der Übergang vom Nahfeld zum Fernfeld erfolgt im Bereich der Rayleigh-Länge, die von der Wellenlänge und dem Strahlradius abhängig ist [7]

$$z_{\rm R} = \frac{4\pi\sigma^2}{\lambda} \ . \tag{5.2}$$

Hier ist 2σ der Radius des Strahls, bei dem die Leistung auf $1/e^2$ abgefallen ist. Das Fernfeld kann durch das Fresnel-Kirchhoff Beugungsintegral aus dem Nahfeld berechnet werden [6]

$$P(\Theta_x) \sim \cos^2 \Theta_x \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(x) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\sin\Theta_x x} \, \mathrm{d}x \right|^2 \quad \text{und}$$

$$P(\Theta_y) \sim \cos^2 \Theta_y \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(y) e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\sin\Theta_y y} \, \mathrm{d}y \right|^2 .$$
(5.3)

Aus dem eher schmalen Nahfeld der transversalen Richtung entsteht ein Fernfeld mit einem sehr großen Winkel Θ_x mit typischen $1/e^2$ -Breiten von 60° – 90° . Bei schwächerer Wellenführung ergeben sich etwas geringere Winkel von ca. 45°. Diese Ausbreitungsrichtung wird auf Grund des großen Fernfeldwinkels auch als schnelle Achse (*Fast Axis*) bezeichnet. Das breitere Nahfeld der lateralen Richtung ergibt dagegen ein schmaleres Fernfeld mit Winkeln Θ_y von ca. 20° – 30° , je nach Rippenbreite. Diese Richtung wird daher auch als langsame Achse (*Slow Axis*) bezeichnet. Das Fernfeld zeigt somit eine stark elliptische Feldverteilung, die typisch für kantenemittierende Laser ist. Eine Kollimierung oder effizientes Einkoppeln des Lichtes in eine Glasfaser ist für Single-Mode Laser daher nur mit Linsen mit hoher numerischer Apertur möglich, die relativ aufwendig sind. Bei Breitstreifenlasern müssen zur Kollimierung wegen des Astigmatismus komplexere Linsensysteme verwendet werden.

5.1.2 Funktionsweise

Durch Anlegen einer Spannung an die Laserstruktur werden freie Ladungsträger in die aktive Schicht transportiert. Durch die erniedrigte Bandstruktur im Bereich um den Quantenfilm kommt es hier zu einer starken Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration und damit zur Besetzungsinversion. Durch Rekombination der Elektronen im Leitungsband mit den Löchern im Valenzband kommt es zur Emission von Photonen mit der Wellenlänge λ , die durch das Grundenergieniveau des Quantenfilms eingestellt werden kann. Auf dieser spontanen Emission basiert die normale Funktionsweise von Leuchtdioden (*Light Emitting Diode*, LED). Um die Funktionsweise eines Lasers (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) zu erreichen, muss es zur stimulierten Emission kommen. Hierbei wird die Rekombination von freien Ladungsträgern durch ein Photon erzwungen. Das dadurch erzeugte Photon besitzt die gleiche Richtung und Phase wie das erste. Damit es zur stimulierten Emission und damit zum Lasen kommt, müssen folgende zwei Bedingungen erfüllt sein.

Gewinn

Der Gewinn g bzw. die Verstärkung muss die Verluste ausgleichen. Die Verluste sind zunächst interne Verlust α_i im Halbleitermaterial, die durch Absorption bereits erzeugte Photonen wieder vernichten. Dies ist vor allem von der Qualität des Halbleitermaterials abhängig. Weiterhin gibt es Auskoppelverluste durch die zwei Spiegel des Resonators mit den Intensitätsreflexionsfaktoren R_1 und R_2 , aus denen Photonen aus dem Resonator mit der Länge L ausgekoppelt werden, und somit zur stimulierten Emission nicht mehr zur Verfügung stehen. Der modale Schwellgewinn Γg_{th} ist der Gewinn, der erreicht werden muss, um die internen Verluste, sowie die Auskoppelverluste zu kompensieren mit [2],[6]

$$\Gamma g_{\rm th} = \alpha_{\rm i} - \frac{\ln\left(R_1 R_2\right)}{2L} , \qquad (5.4)$$

wobei Γ der Füllfaktor ist, der angibt, welcher Anteil des Lichts sich mit der aktiven Schicht überschneidet. Da die eigentliche aktive Schicht oft nur ein Quantenfilm mit einer Dicke von ca. 8 nm ist, liegt der Füllfaktor meistens zwischen 1 % und 2 %. Der Gewinn g hängt von der Ladungsträgerkonzentration N und somit vor allem von der injizierten Stromdichte J ab. Da hier Quantenfilme verwendet werden, ergibt sich eine logarithmische Abhängigkeit [114],[115] mit

$$\Gamma g = \Gamma g_0 \ln \frac{N}{N_{\rm tr}} = \Gamma g_0 \ln \frac{J}{J_{\rm tr}} .$$
(5.5)

 $N_{\rm tr}$ ist die Transparenzladungsträgerdichte bzw. $J_{\rm tr}$ die Transparenzstromdichte, bei der die aktive Schicht transparent wird. Das heißt, die Leitungsbänder sind mit Ladungsträgern voll besetzt, und Licht wird nicht mehr absorbiert. Γg_0 ist der Modengewinnparameter und hängt von der Qualität des Halbleitermaterials und den Quantenfilmen ab. Die injizierte Ladungsträgerdichte hängt bis zur Laserschwelle von der Stromdichte J und somit vom Strom I ab

$$N = \frac{J\tau}{qd} = \frac{I\tau}{qdWL} , \qquad (5.6)$$

mit der Ladungsträgerlebensdauer τ , der Elementarladung q und der Quantenfilmdicke d. Der Strom wird über die Kontaktfläche mit der Länge L und der Breite W injiziert. An der Laserschwelle mit dem Schwellstrom $I_{\rm th}$ wird der Schwellgewinn $\Gamma g_{\rm th}$ erreicht. Mit Gleichung (5.4) und (5.5) kann der Schwellstrom durch

$$I_{\rm th} = I_{\rm tr} e^{\frac{\alpha_{\rm i}}{\Gamma_{g_0}}} e^{-\frac{\ln (R_1 R_2)}{2L \Gamma_{g_0}}}$$
(5.7)

angegeben werden. Oberhalb der Schwelle $I_{\rm th}$ steigt die Ausgangsleistung P linear an, wie dies in Abbildung 5.3 dargestellt ist, mit

$$P = \frac{hc}{q\lambda} \eta_{\rm d} (I - I_{\rm th}) .$$
(5.8)

Hierbei bezeichnet η_d die differentielle Quanteneffizienz, was der Steigung der Ausgangskennlinie entspricht. Unterhalb der Schwelle gibt es einen kleinen Betrag an Lichtleistung, der aus der spontanen Emission resultiert.



Abbildung 5.3: Darstellung der Ausgangsleistung abhängig vom Strom mit der Steigung η_d . Oberhalb des Schwellstroms $I_{\rm th}$ dominiert die stimulierte Emission.



Abbildung 5.4: Wellenlängenabhängige Ausgangsleistung eines kantenemittierenden Lasers oberhalb der Schwelle.

Resonanz

Das Halbleitermaterial wird gespalten und es entsteht eine Bruchkante, die im optimalen Fall entlang einer Atomlage verläuft, und somit eine bestmöglich glatte Fläche ergibt. Der Übergang vom Halbleitermaterial zu Luft ergibt z. B. für GaAs eine Reflektivität von 0.3 (siehe Gleichung (2.23) (S. 8)). In longitudinaler Richtung z wird somit durch das Spalten, und die zwei dadurch entstehenden ebenen Spiegel, ein Fabry-Pérot-Resonator gebildet, in dem sich ein Stehwellenfeld ausbilden kann. Die Quantenfilme geben das Gewinnspektrum vor, welches einen relativ breiten Wellenlängenbereich von 50–100 nm umfasst. Es können sich aber nur Wellenlängen im Resonator ausbreiten, die die Resonanzbedingung erfüllen, d.h. sich konstruktiv überlagern [2],[6]

$$\lambda_m = \frac{2\overline{n}L}{m} \qquad \text{mit} \qquad m = 1, 2, 3, \dots \tag{5.9}$$

Der Abstand zwischen zwei Wellenlängen, die im Resonator ausbreitungsfähig sind, der Modenabstand, ist ohne Beachtung der Dispersion

$$\Delta \lambda \approx \frac{\lambda^2}{2\overline{n}L} \,. \tag{5.10}$$

Da die Resonatorlänge im Vergleich zur Wellenlänge sehr viel größer ist, sind viele Moden ausbreitungsfähig. Der Modenabstand beträgt für eine typische Resonatorlänge von 500 µm und einem Brechungsindex von 3.4 bei einer Wellenlänge von 980 nm $\Delta\lambda \approx 0.3$ nm. Die Lasermode mit dem höchsten Gewinn wird bevorzugt und trägt zur Ausgangsleistung bei. Da der Modenabstand aber sehr gering ist, werden normalerweise mehrere Moden verstärkt, und der Laser wird als longitudinal mehrmodig bezeichnet. Ein Ausgangsspektrum eines solchen Lasers ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass mehrere Peaks zur Ausgangsleistung beitragen. Die Einhüllende dieses Spektrums spiegelt den Gewinn der Quantenfilme wieder.

5.1.3 Betrieb

Es lassen sich generell zwei Betriebsarten für einen Laser unterscheiden, gepulst oder kontinuierlich. Wird der Laser gepulst betrieben, dann wird ein Rechteckpuls zur Strominjektion benutzt. Dieser besteht aus einer kurzen Zeit, in welcher der Laser betrieben wird (z. B. 1 μ s) und einer langen Zeit, in welcher der Laser nicht betrieben wird. Das Tastverhältnis (*Duty Cycle*) gibt an, zu welchem Anteil einer Pulsperiode der Laser an ist, z. B. 1 %, in diesem Fall würde der Laser während 99 % der Zeit nicht betrieben. Durch die sehr kurze Betriebszeit und lange Abkühlzeit, kann sich der Laser nicht erwärmen. In Abbildung 5.5 ist die Kennlinie eines gepulst betriebenen Lasers dargestellt, die Kennlinie ist oberhalb der Schwelle gerade.



Abbildung 5.5: Ausgangskennlinien eines Laser im gepulsten und Dauerstrichbetrieb (cw). Die Schwelle im cw-Betrieb ist erhöht, die Effizienz ist kleiner und es kommt zum thermischen Überrollen.

Wird der Laser dagegen kontinuierlich im Dauerstrichbetrieb (*Continuous Wave*, CW) betrieben, dann erwärmt sich der Laser. Schon vor Erreichen der Laserschwelle ist die Temperatur im Laser erhöht, und es zeigt sich ein deutlich größerer Schwellstrom, als im gepulsten Betrieb. Über der Schwelle hat der Laser eine geringere Effizienz bzw. Steigung der Kennlinie, da die Temperatur erhöht ist. Eine weitere Erhöhung des Stroms führt zu weiterer Erwärmung, und die Steigung bzw. Effizienz wird kleiner, bis die Ausgangskennlinie sättigt. Bei weiterer Erhöhung des Stromes sinkt die Ausgangsleistung sogar wieder. Dieses Verhalten wird als thermisches Überrollen (*Roll Over*) bezeichnet. Die Funktion eines Lasers ist stark von der Temperatur abhängig. Wird der Laser nicht oder nur schlecht gekühlt, so erwärmt er sich zu stark und verliert an Ausgangsleistung und Effizienz. Der gepulst betriebene Laser dagegen erwärmt sich nicht und zeigt somit eine konstante differentielle Effizienz und kein thermisches Überrollen. Für den Dauerstrichbetrieb ist daher eine gute Kühlung wichtig. Dies wird erreicht, in dem der Laser auf eine Wärmesenke montiert wird, die dafür sorgt, dass die entstehende Wärme möglichst effizient abgeführt werden kann.

5.2 Bestimmung der Facettenreflektivität

Es gibt mehrere Möglichkeiten die Reflektivität einer Laserfacette zu bestimmen. In dieser Arbeit wurden zwei Methoden verwendet, die Verschiebung des Schwellstroms sowie die Gewinnmodulation. Desweiteren kann mittels des Ausgangsleistungsverhältnisses das Verhältnis der Reflektivitäten bestimmt werden.

5.2.1 Schwellstromverschiebung

Wird eine Facette eines Lasers mit einer Entspiegelungsschicht versehen verringert sich die Facette nehr Photonen aus dem Resonator ausgekoppelt und die Auskoppelverluste steigen. Da die internen Verluste α_i , die Resonatorlänge L und der Modengewinnparameter Γg_0 konstant bleiben, ergibt sich ein höherer Schwellgewinn. Daher erhöht sich auch der Schwellstrom des Lasers. Aus Gleichung (5.7) kann über das Verhältnis des Schwellstroms für unbeschichtete Facetten $I_{\rm th}$, bei denen die Reflektivitäten bekannt sind (für GaAs $R_1 = R_2 \approx 0.3$), zum Schwellstrom mit Beschichtung $I_{\rm th}^*$ (mit den neuen Reflektivitäten R_1^* und R_2^*) die Gleichung

$$R_1^* R_2^* = R_1 R_2 \left(\frac{I_{\rm th}}{I_{\rm th}^*}\right)^{2L\Gamma g_0}$$
(5.11)

zur Bestimmung der Reflektivitäten hergeleitet werden. Bei einer Erhöhung der Reflektivität von einer oder beiden Facetten werden weniger Photonen aus dem Resonator ausgekoppelt und der Schwellstrom wird niedriger. Auch für diesen Fall kann Gleichung (5.11) zur Berechnung herangezogen werden. In Abbildung 5.6 ist für einen ca. 700 µm langen Laser die Ausgangskennlinie aufgetragen. Die Laserschwelle $I_{\rm th}$ für den unbeschichteten Laser liegt bei ca. 100 mA. Wird eine Facette durch eine Beschichtung entspiegelt, in diesem Fall von $R_1 = 0.3$ auf $R_1^* = 5 \cdot 10^{-3}$, so erhöht sich der Schwellstrom auf $I_{\rm th}^* = 320$ mA. Der Resonator ist nun asymmetrisch und aus der entspiegelten Facette wird weitaus mehr Licht ausgekoppelt, als aus der unbeschichteten. Dies ist in Abbildung 5.6 an den unterschiedlichen Ausgangskennlinien des beschichteten Lasers zu erkennen. Der Schwellstrom für beide Facetten ist aber der gleiche, da dieser von der Gesamtreflektivität $R_1^*R_2$ abhängt.

In Abbildung 5.7 ist die Erhöhung des Schwellstroms $I_{\rm th}^*/I_{\rm th}$ für verschiedene Reflektivitäten einer Laserfacette aufgezeigt. Die andere Facette wird hierbei als unbeschichtet mit $R_2 = 0.3$ angenommen. Es ist zu erkennen, dass mit abnehmender Reflektivität der Schwellstrom zunimmt. Je kleiner der Modengewinnparameter Γg_0 ist, desto stärker ist der Schwellstrom von der Reflektivität abhängig. Das gleiche gilt auch für die Resonatorlänge L. Für eine Erhöhung der Reflektivität über 0.3 ist zu erkennen, dass die Veränderung des Schwellstroms relativ gering ist. Mit der Schwellstromverschiebung können zwar erhöhte Reflektivitäten gemessen werden, die Ergebnisse sind allerdings sehr grob und fehlerbehaftet. Sie variieren sehr stark mit dem Modengewinnparameter. Da dieser aber durch Messungen bestimmt werden muss, und damit einen gewissen Fehler aufweist, ist die Schwellstromverschiebung zur Bestimmung großer Reflektivitäten nur als grober Anhaltspunkt geeignet.

Für die Bestimmung kleiner Facettenreflektivitäten eignet sich diese Methode dagegen recht gut. Im Dauerstrichbetrieb wird auf Grund von thermischen Effekten für Reflekti-





Abbildung 5.6: Ausgangskennlinie eines Lasers vor und nach der Entspiegelungsbeschichtung. Der Schwellstrom steigt und die Ausgangsleistung der entspiegelten Facette ist wesentlich größer als die der unbeschichteten.

Abbildung 5.7: Abhängigkeit der Schwellstromveränderung für die Veränderung der Reflektivität einer Facette für verschiedene Modengewinnparameter.

vitäten unterhalb von 10^{-2} keine vernünftige Laserschwelle mehr zu erkennen sein, was dann zu keinen Ergebnissen führt. Daher sollte für diese Messmethode der Pulsbetrieb verwendet werden. Die untere Grenze, bis zu welcher diese Messmethode vernünftige Werte für die Facettenreflektivität liefert, ist stark von der Qualität des Halbleitermaterials abhängig. In dieser Arbeit konnten Reflektivitäten bis hinunter zu $5 \cdot 10^{-3}$ verlässlich gemessen werden. Bei kleineren Werten der Reflektivität war es schwierig eine genaue Schwelle zu bestimmen und die Werte zeigten eine große Streuung. Zur genauen Bestimmung der Reflektivität sollte nur eine Facette beschichtet sein. Wenn beide Facetten mit einer Entspiegelungsschicht versehen sind, wird die Bestimmung erschwert, da der Schwellstrom stärker steigt, und schon bei ca. $R_1^* = R_2^* \approx 3 \cdot 10^{-2}$ wird die untere Bestimmungsgrenze erreicht. Eine Verbesserung dieser Messmethode wird erreicht, wenn ein externer Rückkoppelspiegel verwendet wird [116],[117]. Die Messung wird zwar aufwändiger aber auch genauer, und es können Reflektivitäten mit sehr kleinen Werten gemessen werden.

5.2.2 AR/HR-Beschichtungen

Für den normalen Betrieb eines kantenemittierenden Lasers ist es erforderlich, dass das Licht möglichst nur aus einer Facette ausgekoppelt wird. Daher sollte eine Facette mit einer Entspiegelungsschicht (*Antireflective*, AR) und die andere mit einer hochreflektierenden Schicht (*High Reflective*, HR) versehen werden. Eine solche Beschichtung wird als AR/HR-Beschichtung bezeichnet. Oft wird hierbei das Verhältnis 10 %/ 90 % gewählt. Ohne Beschichtung ergibt sich ein Produkt der Facettenreflektivitäten von $R_1R_2 = 0.3 \cdot 0.3 = 0.09$, welches die Auskoppelverluste und damit den Schwellstrom beeinflusst. Bei einer 10 %/90 %-Beschichtung liegt das Produkt ebenfalls bei $R_1^*R_2^* = 0.1 \cdot 0.9 = 0.09$. Es werden also nur die Auskoppelverhältnisse geändert, die Gesamtverluste und somit der Schwellstrom bleiben unverändert. Das Verhältnis der Ausgangsleistungen kann durch [118]

$$\frac{P_{\rm AR}}{P_{\rm HR}} = \frac{\sqrt{R_{\rm HR}} \, (1 - R_{\rm AR})}{\sqrt{R_{\rm AR}} \, (1 - R_{\rm HR})} \tag{5.12}$$

berechnet werden, wobei $P_{\rm AR}$ die Leistung aus der entspiegelten Facette mit der Reflektivität $R_{\rm AR}$ ist, und $P_{\rm HR}$ und $R_{\rm HR}$ für die verspiegelte Seite stehen. In Abbildung 5.8 ist die Ausgangskennlinie eines Lasers vor und nach der AR/HR-Beschichtung dargestellt. Für den unbeschichteten Laser ergibt sich eine Laserschwelle von ca. 20 mA und eine differentielle Quanteneffizienz von $\eta_{\rm d} = 46$ %. Nach der Beschichtung mit einer 5%/90%-Beschichtung zeigen beide Ausgangskennlinien eine nahezu identische Laserschwelle, da sich das Reflektivitätsprodukt nur gering ändert. Die Ausgangskennlinie der AR-Seite zeigt dagegen eine deutlich größere Steigung als die Kennlinie des unbeschichteten Lasers. Die differentielle Quanteneffizienz erhöht sich auf $\eta_{\rm d,AR} = 88$ %. Die Kennlinie der HR-Seite zeigt dagegen fast keine Ausgangsleistung mit einer differentiellen Quanteneffizienz von nur $\eta_{\rm d,HR} = 2$ %.



Abbildung 5.8: Ausgangskennlinie eines Lasers vor und nach der 5%/90%-Beschichtung.



Abbildung 5.9: Verhältnis der Ausgangsleistungen der AR-Seite zur HR-Seite abhängig vom Strom normiert auf den Schwellstrom.

Die Verhältnisse der Ausgangsleistungen von AR- zu HR-Seite sind in Abbildung 5.9 für verschiedene Laser mit unterschiedlichen Rippenbreiten aufgetragen, dabei ist der Strom auf den Schwellstrom jedes Lasers normiert. Unterhalb der Laserschwelle zeigen die Kennlinien einen uneindeutigen steigenden Wert, der vor allem von der spontanen Emission herrührt. Oberhalb der Schwelle zeigen dagegen alle Laser einen konstanten Wert von ca. 40. Dieser Wert ergibt sich für eine 5 %/90 %-Beschichtung aus Gleichung (5.12). Mit der Schwellstromverschiebung kann das Reflektivitätsprodukt eines Lasers bestimmt werden, mit dieser Methode kann dagegen das Verhältnis der beiden Reflektivitäten ermittelt werden.

5.2.3 Hakki-Paoli bzw. Kaminow-Eisenstein Methode

Eine weitere Möglichkeit Facettenreflektivitäten zu messen beruht auf der Bestimmung der Gewinnmodulation. Diese Methode wird vor allem zur Messung des Gewinnspektrums eines Lasers verwendet. Sie basiert auf [119],[120] und wird daher auch als Hakki-Paoli Methode bezeichnet. Kaminow und Eisenstein erweiterten die Methode zur Bestimmung von Facettenreflektivitäten [121]. Diese Methode kann nur für entspiegelte Facetten verwendet werden. Der beschichtete Laser wird dazu mit dem Schwellstrom $I_{\rm th}$ des unbeschichteten Lasers betrieben. Der beschichtete Laser ist somit unterhalb der neuen Laserschwelle und es wird nur spontane Emission verstärkt und emittiert. Wird nun das Ausgangsspektrum mit Hilfe eines Spektrometers gemessen, erhält man eine Modulation der Ausgangsleistung, die durch den Resonator hervorgerufen wird. Die Intensitätsmodulation zwischen Maxima $P_{\rm max}$ und Minima $P_{\rm min}$ wird durch

$$m = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} \tag{5.13}$$

angegeben. An der Laserschwelle ist das Spektrum vollständig durchmoduliert, d.h. dass die Minima auf der Nulllinie liegen und die Intensitätsmodulation m somit zu eins wird. Da die Verstärkung des Lasers gleich bleibt, wird die Modulation nur durch die Facettenreflektivitäten beeinflusst. Mit sinkender Reflektivität wird die Modulation m < 1. Mit [121]

$$a = \frac{1}{m} - \sqrt{\frac{1}{m^2} - 1} \tag{5.14}$$

können die Reflektivitäten der beschichteten Facetten R_1^* und R_2^* aus den unbeschichteten Facetten R_1 und R_2 bestimmt werden

$$R_1^* R_2^* = a^2 R_1 R_2 . (5.15)$$

In Abbildung 5.10 sind die Spektren von Lasern mit der Resonatorlänge $L = 500 \,\mu\text{m}$ dargestellt. Dabei wurde eine Facette mit Beschichtungen unterschiedlicher Reflektivitäten R_1^* versehen, die andere Facette blieb unbeschichtet $(R_2^* = R_2)$. Die Laser wurden jeweils mit dem Schwellstrom des unbeschichteten Lasers betrieben. Es ist zu erkennen, dass die Intensitätsmodulation mit abnehmender Reflektivität abnimmt. Für eine Facettenreflektivität von $R_1^* = 4 \cdot 10^{-2}$ ergibt sich eine Modulation von m = 0.64 (a = 0.37). Wird die Reflektivität weiter herabgesetzt, sinkt die Modulation, und bei einer Reflektivität von $R_1^* = 5 \cdot 10^{-4}$ ergibt sich nur noch ein Wert von m = 0.08 (a = 0.04).

Um einen genauen Wert für die Facettenreflektivität zu erhalten, muss die Modulation, also die Werte der Maxima und Minima, möglichst genau gemessen werden. Diese Werte sind von der Auflösung, d. h. von der Messbandbreite $\Delta\lambda_{\text{Res}}$, abhängig. Die Minima sind relativ breit und können gut gemessen werden, die Maxima sind dagegen relativ schmal und laufen eher spitz zu. Wird das Spektrum mit einer zu geringen Auflösung, also einer zu großen Messbandbreite gemessen, so kommt es zu einer Verbreiterung und Erniedrigung der Maxima [122][123]. Dies führt dann zu einer geringeren Intensitätsmodulation und somit zu einer scheinbar niedrigeren Reflektivität. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.11





Abbildung 5.10: Spektren von beschichteten Lasern mit verschiedenen Facettenreflektivitäten. Der Strom hat den Wert des Schwellstroms des unbeschichteten Lasers.

Abbildung 5.11: Gemessene Facettenreflektivität für verschiedene Messbandbreiten $\Delta \lambda_{\text{Res}}$ des Spektrometers.

dargestellt. Es wurde ein beschichteter Laser mit einer Reflektivität von $R_1^* = 3 \cdot 10^{-2}$ mit unterschiedlichen Messbandbreiten gemessen. Mit größerer Messbandbreite, also kleiner werdender Auflösung, sinkt die gemessene Reflektivität nur gering. Erst ab einer Messbandbreite größer als 0.1 nm sinkt der gemessene Wert drastisch ab. Für Laser mit einer Länge von 500 µm, und somit einem Modenabstand von $\Delta\lambda \approx 0.3$ nm, kann daher mit einer Messbandbreite $\Delta\lambda_{\text{Res}}$ von 0.01–0.05 nm ein genügend genauer Wert ermittelt werden. Für längere Laser mit kleinerem Modenabstand sollte dagegen auch die Messbandbreite des Spektrometers verkleinert, und damit die Auflösung vergrößert werden.

Genauere Betrachtung der Modulationsmessung

Vom Prinzip erscheint die Messung mittels der Hakki-Paoli Methode einfach und gut. Allerdings sieht die praktische Realisierung etwas komplizierter aus. Wenn, wie oben beschrieben, die gesamte Ausgangsleistung des Lasers in ein herkömmliches Spektrometer eingekoppelt wird, kann es durch die unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen im Laser, also durch die verschiedenen Moden, zu einer Überlagerung verschiedener Spektren kommen, und die Messungen ergeben falsche Werte. Dieses soll im Folgenden genauer analysiert werden.

Die Wellenausbreitung in einem Rippenwellenleiter kann in drei Komponenten zerlegt werden

$$n^2 k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$
 mit $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, (5.16)

mit der Vakuumwellenzahl k_0 und den Wellenzahlen in den drei Richtungen k_x , k_y und k_z . In transversaler (y) und lateraler (x) Richtung wird die Welle durch unterschiedliche Brechungsindizes geführt. Zur Beschreibung der Feldverteilung wird der Ansatz eines

dielektrischen Wellenleiters verwendet. In longitudinaler (z) Richtung wird der Resonator durch die zwei Facetten gebildet, die Beschreibung geschieht durch den Ansatz eines Spiegelwellenleiters [7]. Zur Berechnung der Feldverteilung kann eine zweidimensionale Simulation (x- und y-Richtung) verwendet werden. Zum besseren Verständnis werden hier allerdings zunächst die x- und y-Richtungen getrennt betrachtet. Es wird ein effektiver Brechungsindex n_{eff} eingeführt und k_x wird mit k_z zusammengefasst

$$n^2 k_0^2 = k_y^2 + n_{\text{eff}}^2 k_0^2$$
 mit $n_{\text{eff}} k_0 = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$. (5.17)

Der effektive Brechungsindex n_{eff} beinhalten die Information der Wellenausbreitung in y-Richtung, und ist vom Schichtaufbau in transversaler Richtung und der Form der geführten Welle abhängig (siehe Abschnitt 5.1.1). Der effektive Brechungsindex ist von der Position in x-Richtung abhängig. Unterhalb der Rippe ergibt sich ein effektiver Brechungsindex $n_{\text{eff},2}$ und im Bereich neben der Rippe $n_{\text{eff},1}$. Der Einfachheit halber wird im Folgenden $n_{\text{eff},2}$ als n_2 und $n_{\text{eff},1}$ als n_1 bezeichnet, wobei $n_2 > n_1$ gilt. Da die Ausbreitung in y-Richtung im effektiven Brechungsindizes enthalten ist, kann nun ein Rippenwellenleiter zweidimensional dargestellt werden, siehe Abbildung 5.12.



Abbildung 5.12: Zweidimensionale Darstellung eines Rippenwellenleiters in longitudinaler Richtung z und lateraler Richtung x. Der effektive Brechungsindex n_2 im Bereich der Rippe ist dabei größer als derjenige in den Randbereichen n_1 .

Die Ausbreitung der Welle wird jetzt durch die Wellenzahlen k_x in lateraler und k_z in longitudinaler Richtung bzw. den Ausbreitungswinkel φ beschrieben, wobei gilt [6],[7]

$$k_x = n_2 k_0 \sin \varphi \tag{5.18}$$

$$k_z = n_2 k_0 \cos \varphi \,. \tag{5.19}$$

Für die longitudinale Richtung kommt es zu einer konstruktiven Überlagerung der Wellen für den Ansatz eines Spiegelwellenleiters mit

$$Lk_z = r\pi$$
 mit $r = 1, 2, 3, \dots$, (5.20)

wobei L die Länge des Wellenleiters ist. In lateraler Richtung ist der Ansatz komplexer. Da hier Totalreflexion auftritt, muss der Ansatz wie bei einem dielektrischen Wellenleiter gemacht werden. Damit sich in x-Richtung ein Stehwellenfeld über die Rippenbreite Wausbildet, muss die Phasenverschiebung 2ϕ berücksichtigt werden [6],[7]

$$Wk_x - 2\phi = s\pi$$
 mit $s = -1, 0, 1, \dots$ (5.21)

Die Phasenverschiebung (siehe Gleichungen (2.21) und (2.22) S. 8) ist polarisationsabhängig. Für Quantenfilmlaser liegt das elektrische Feld in der Quantenfilmebene. Da sich die Welle in z-Richtung ausbreitet, steht das magnetische Feld in y-Richtung und somit parallel zur Reflexionsebene zwischen Material n_2 und n_1 . Daher wird im Folgenden mit p-Polarisation bzw. TM-Wellen gearbeitet, für die andere Polarisationsrichtung sind ähnliche Ergebnisse zu erwarten. Aus Gleichung (5.21) und (2.22) resultiert die charakteristische Gleichung

$$Wk_{x} - 2\phi_{p} = Wk_{x} - 2\arctan\left(\frac{n_{2}^{2}}{n_{1}^{2}}\frac{\sqrt{n_{2}^{2}\cos^{2}\varphi - n_{1}^{2}}}{n_{2}\sin\varphi}\right) = s\pi$$
(5.22)

mit $s = -1, 0, 1, \ldots$ und der Rippenbreite W. Es sei darauf hingewiesen, dass entweder der Winkel zwischen einfallender Welle und Grenzflächennormalen θ oder der Ausbreitungswinkel φ verwendet werden kann, so dass $\sin \theta = \cos \varphi$ gilt. Die möglichen Wellenzahlen k_z sind unabhängig darstellbar. Um für eine bestimmte Wellenzahl k_z die möglichen Lösungen in *x*-Richtungen zu bekommen, muss Gleichung (5.22) mit Hilfe von Gleichungen (5.16)–(5.19) umgestellt werden in

$$Wk_x - 2\phi_p = Wk_x - 2\arctan\left(\frac{n_2}{n_1^2k_x}\sqrt{(n_2^2 - n_1^2)k_z^2 - n_1^2k_x^2}\right) = s\pi$$
(5.23)

mit $s = -1, 0, 1, \ldots$ Für diese und folgende Simulationen wird der effektive Brechungsindex unterhalb der Rippe als $n_2 = 3.4$ angenommen. Der effektive Brechungsindex n_1 neben der Rippe ist abhängig von der Ätztiefe und ist um Δn kleiner als n_2 . Der Unterschied der beiden Indizes $\Delta n = n_2 - n_1$ kann abhängig von n_2 angegeben werden und wird hier als Beispiel zwischen $0.1-1\% \cdot n_2$ variiert. Da die hier verwendeten Laser eine Wellenlänge von $\lambda = 920$ nm besitzen, ergibt sich für die Grundmode ($k_x = 0 \ \mu m^{-1}$) eine Wellenzahl für die longitudinale Richtung von $k_z = 23.22 \ \mu m^{-1}$ ($L = 500 \ \mu m$ und r = 3696). Gleichung (5.23) kann somit gelöst werden, und für eine effektive Rippenbreite von $W = 3.4 \ \mu m$ sind in Abbildung 5.13 für drei Unterschiede der effektiven Brechungsindizes die Kurven der linken Seite von Gleichung (5.23), abhängig von k_x dargestellt. Die erste Lösung liegt in allen Fällen bei $k_x = 0 \ \mu m^{-1}$, dies ist die Grundmode. Die Kurven steigen für größer werdende k_x nahezu linear an und ergeben je nach Δn unterschiedliche Lösungen für Vielfache von π . Die einzelnen Kurven enden, wenn k_x größer wird, als es die Bedingung der Totalreflexion zulässt. Dieser Winkel ist vom Brechungsindexunterschied abhängig, und es kann eine kritische Wellenzahl angegeben werden mit

$$k_{x,C} = \frac{k_z}{n_1} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \simeq \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2}{n_1} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \simeq \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} , \qquad (5.24)$$

wobei die erste Vereinfachung für $k_z \gg k_x$ gilt, was zumindest für kleine Rippenbreiten W gültig ist. Die zweite Vereinfachung kann wegen des geringen Unterschiedes der beiden effektiven Brechungsindizes gemacht werden.

Die Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden M kann mit Gleichungen (5.23) und (5.24) berechnet werden

$$M = \frac{2W}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} + 2 , \qquad (5.25)$$





Abbildung 5.13: Lösungen von Gleichung (5.23) für einen Rippenwellenleiter mit $L = 500 \,\mu\text{m}$ und $W = 3.4 \,\mu\text{m}$ für verschiedene Unterschiede der effektiven Brechungsindizes Δn .

Abbildung 5.14: Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden in Abhängigkeit der Rippenbreite für verschiedene Unterschiede der effektiven Brechungsindizes Δn .

wobei der Faktor +2 dadurch zustande kommt, dass s in Gleichung (5.23) mit dem Wert -1 beginnt. Die möglichen Moden für Rippenwellenleiter verschiedener Rippenbreiten sind in Abbildung 5.14 für verschiedene Brechungsindexunterschiede dargestellt. Die Linie bei 3.4 μ m zeigt die Lösungen aus Abbildung 5.13 an. Es ist zu erkennen, dass mit größer werdender Rippenbreite auch die Zahl der möglichen Moden steigt. Da die Kurven in Abbildung 5.13 nahezu linear ansteigen, kann Gleichung (5.23) durch eine Taylor-Entwicklung angenähert werden

$$k_x \left(W + \frac{2n_1^2}{n_2 k_z \sqrt{n_2^2 - n_1^2}} \right) = (s+1)\pi \quad \text{mit} \quad s = -1, 0, 1, \dots,$$
 (5.26)

um die möglichen k_x -Werte einfacher berechnen zu können. Mit den Gleichungen (5.20) für die möglichen k_z -Werte und (5.26) für die k_x -Werte kann nun für die verschiedenen Moden der Ausbreitungswinkel φ und die dazugehörige Wellenlänge λ bestimmt werden

$$\varphi = \arctan \frac{k_x}{k_z} \tag{5.27}$$

$$\lambda = \frac{2\pi n_2}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}} \,. \tag{5.28}$$

Ausgehend von einem bestimmten k_z -Wert können somit für die möglichen k_x -Werte, also für die verschiedenen Moden, die dazugehörigen Winkel φ und Wellenlängen λ bestimmt werden. Mit zunehmendem k_x -Wert steigt der Winkel und die Wellenlänge nimmt ab. Da auch negative k_x -Werte vorkommen können gilt $\varphi(-k_x) = -\varphi(k_x)$ und $\lambda(-k_x) = \lambda(k_x)$. Dies ist für einen Laser mit der Länge $L = 500 \,\mu\text{m}$ und einer Rippenbreite $W = 100 \,\mu\text{m}$ für verschiedene k_z -Werte in Abbildung 5.15 dargestellt. Hierbei ist der Winkel nicht mehr der Ausbreitungswinkel im Wellenleiter, sondern der korrespondierende Winkel außerhalb des Lasers ($\sin \varphi_{\text{out}} = n_2 \sin \varphi_{\text{in}}$). Die Lösungspunkte jedes k_z -Wertes sind zur besseren Übersicht durch dünne Linien verbunden. Diese Simulation kann als winkelaufgelöstes Spektrum angesehen werden. Wird z. B. nur der Winkel von $\varphi = 0^{\circ}$ betrachtet, also die Grundmode mit einer lateralen Wellenzahl von $k_x = 0 \ \mu m^{-1}$, so können die Lösungspunkte als Höhenprofil eines Leistungsspektrums interpretiert werden, wie dies z. B. in Abbildung 5.10 dargestellt ist. Die Lösungspunkte zeigen dabei die Maxima des Leistungsspektrums auf, Zwischenwerte und Minima im Leistungsspektrum werden in dieser Simulation somit nicht dargestellt, sie liegen zwischen den Lösungspunkten. Die Simulation in Abbildung 5.15 zeigt daher für jeden Ausbreitungswinkel, bzw. jede Mode, die Maxima des dazugehörigen Leistungsspektrums eindimensional auf. Es ist zu erkennen, dass mit steigendem Ausbreitungswinkel φ die Maxima, und somit das dazugehörige Leistungsspektrum, zu kleineren Wellenlängen verschoben werden. Die Abstände in longitudinaler Richtung zwischen den Lösungspunkten bzw. den Leistungsmaxima bleiben dagegen konstant und ergeben einen Modenabstand von $\Delta \lambda \simeq 0.3$ nm (siehe Gleichung (5.10)). Diese Darstellung des winkelaufgelösten Spektrums wird als spektrales Fernfeld bezeichnet.





Abbildung 5.15: Simulation des spektralen Fernfeldes für einen Rippenwellenleiter mit der Länge $L = 500 \,\mu\text{m}$ und der Breite $W = 100 \,\mu\text{m}$.

Abbildung 5.16: Simulation des spektralen Fernfeldes für einen Rippenwellenleiter mit der Länge $L = 500 \,\mu\text{m}$ und der Breite $W = 3.4 \,\mu\text{m}$.

In Abbildung 5.16 ist die Simulation eines spektralen Fernfeldes für einen Rippenwellenleiterlaser mit einer Rippenbreite von $W = 3.4 \,\mu\text{m}$ dargestellt. Da auf Grund der schmalen Rippe viel weniger Moden ausbreitungsfähig sind, ergeben sich bedeutend weniger Lösungspunkte, und somit auch weniger Leistungsspektren. Zur besseren Orientierung sind die Lösungspunkte eines k_z -Wertes durch Linien verbunden, wie dies auch in Abbildung 5.15 gemacht wurde.

Mit einem ortsauflösenden Spektrometer können die simulierten spektralen Fernfelder gemessen werden. Abbildung 5.17 zeigt eine Anordnung für eine solche Messung. Hierzu wird der Ausgangsstrahl des Lasers in transversaler Richtung mit einer Linse kollimiert, d.h. der Lichtstrahl ist im Unendlichen fokussiert. Durch den Astigmatismus entsteht in lateralen Richtung hinter der Linse ein Fokus, der dem Fernfeld entspricht (man spricht vom korrigierten Fernfeld). Durch eine Zylinderlinse kann das korrigierte Fernfeld vergrößert werden, die transversale Richtung wird davon nicht beeinflusst. Mit einer dritten



Abbildung 5.17: Messaufbau zur Messung des spektralen Fernfeldes mit einem ortsauflösenden Spektrometer. In transversaler Richtung ist der Strahl kollimiert und durch den Astigmatismus entsteht in lateraler Richtung das korrigierte Fernfeld [124],[125].

Linse wird der Strahl in transversaler Richtung auf das Spektrometer fokussiert, die winkelabhängige Information der lateralen Richtung bleibt dabei erhalten [124], [125]. Das gemessenen spektrale Fernfeld für einen Rippenwellenleiter mit einer Länge von $L = 500 \,\mu\text{m}$ und einer Breite $W = 100 \,\mu\text{m}$ ist in Abbildung 5.18 zu sehen. Die gemessene Intensität, die in Falschfarben (hier Graustufen) dargestellt ist, stimmt sehr gut mit den Simulationen in Abbildung 5.15 überein. Vergleicht man die Simulation mit der Messung, so ist zu erkennen, dass für Fernfeldwinkel von 6° und mehr die Intensitätsmodulation vernachlässigbar klein wird. Daher kann davon ausgegangen werden, dass für größere Winkel die Moden nicht mehr stark genug angeregt werden.



Wavelength



Abbildung 5.18: Messung des spektralen Fernfeldes für einen Rippenwellenleiter mit der Länge $L = 500 \,\mu\text{m}$ und der Breite $W = 100 \,\mu m.$

Abbildung 5.19: Messung des spektralen Fernfeldes für einen Rippenwellenleiter mit der Länge $L = 500 \,\mu\text{m}$ und der Breite $W = 3.4 \,\mu m.$

Auch die Messung für einen Rippenwellenleiter mit einer Breite von $W = 3.4 \,\mu\text{m}$, wie es in Abbildung 5.19 zu sehen ist, stimmt mit den Simulationen (Abbildung 5.16) nahezu überein. Es ist nur eine Modulation in der Mitte, also für die Grundmode für einen Ausbreitungswinkel von $\varphi = 0^{\circ}$ zu erkennen. Beim 100 µm-breiten Laser wurde ein Winkel

von ca. 6° identifiziert, über dem die Moden kaum mehr angeregt werden, was sich auch in diesem Fall bestätigt. In der Simulation gibt es für einen Winkel von etwas über 6° die zweite Mode, die aber in der Messung nicht zu erkennen ist. Auch hier kann davon ausgegangen werden, dass diese Mode, und weitere Moden höherer Ordnung, nicht mehr stark genug angeregt werden.

Um mit der Hakki-Paoli Methode die Facettenreflektivität zu messen, darf also nicht das gesamte Spektrum eines Lasers in ein herkömmliches, nicht ortsauflösendes, Spektrometer eingekoppelt werden. Durch die höheren Moden, und die damit verbundene Verschiebung des Modulationsspektrums, überlagern sich die verschiedenen Spektren, und die Gesamtmodulation ergibt einen zu kleinen Wert. Eine Möglichkeit zur korrekten Messung besteht darin, mit Hilfe eines ortsauflösenden Spektrometers ein spektrales Fernfeld zu messen und mittels Software nur die Modulation in der Mitte, also bei $\varphi = 0^{\circ}$, zu verwenden. Das hier verwendete ortsauflösende Spektrometer hatte dafür allerdings nicht die notwendige Auflösung und lässt eine genaue Messung zur Bestimmung der Reflektivität nicht zu. Es kann auch ein variabler Schlitz in die Ebene des vergrößerten korrigierten Fernfeldes platziert werden, um die Moden höherer Ordnung auszufiltern, und danach den Strahl in ein herkömmliches Spektrometer mit höherer Auflösung einzukoppeln. Dies ist allerdings ein sehr großer messtechnischer Aufwand. Die dritte Möglichkeit wurde durch die obige Betrachtung schon angedeutet. Ein einfaches Einkoppeln des Strahls in ein herkömmliches Spektrometer ist zumindest für Laser mit breiten Rippen und für gewinngeführte Breitstreifenlaser nicht möglich. Werden dagegen Laser mit schmalen Rippen verwendet, kann die Modulation der Grundmode ermittelt werden, da hierbei keine störenden Spektren höherer Ordnung die Messung verfälschen. In Abbildung 5.20 ist dies für Laser mit drei verschiedenen Facettenreflektivitäten R_1^* aufgetragen.



Abbildung 5.20: Gemessene Facettenreflektivitäten für verschiedene Rippenbreiten und verschiedene Beschichtungen.

Abbildung 5.21: Erwartete und gemessene Facettenreflektivitäten für schmale Rippenbreiten (lateral einmodige Laser).

Für Rippenbreiten im Bereich von 3–6 μ m ist die gemessene Reflektivität nahezu gleich der erwarteten Reflektivität. Wird die Rippenbreite erhöht, so sinkt die gemessene Reflektivität schnell ab, und für eine Rippenbreite von 100 μ m sind die gemessenen Werte

ca. zwei Größenordnungen kleiner als erwartet. Mit diesen Messungen wird der oben diskutierte Sachverhalt der Überlagerung von Leistungsspektren verschiedener Moden in Abhängigkeit von der Rippenbreite nochmals bestätigt.

In Abbildung 5.21 sind die Ergebnisse für einen großen Reflektivitätsbereich zusammengefasst. Es wurden Laser $(L = 500 \,\mu\text{m})$ einseitig mit unterschiedlichen Beschichtungen versehen, um für die Facettenreflektivität R_1^* einen Bereich von $5 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-4}$ zu erhalten. Die andere Facette blieb dabei unbeschichtet bei $R_2 = 0.3$. Diese Laser wurden mittels der Hakki-Paoli Methode gemessen. Für Laser mit Rippenbreiten von 3–6 µm, für die Einmodigkeit erwartet wird, konnten die erwarteten Reflektivitäten mit einem akzeptablen Fehler recht gut bestimmt werden. Dies zeigt, dass mit Hilfe von einmodigen Rippenwellenleiterlasern Reflektivitäten bis hinunter zu 10^{-4} mit dieser einfachen Messmethode bestimmt werden können. Kleinere Werte konnten in dieser Arbeit nicht gemessen werden, da hier die Modulation so klein wird, dass sie vom Rauschen nicht mehr unterschieden werden kann.

5.3 Verkippte Facetten

Eine weitere Möglichkeit die Reflektivität einer Laserfacette zu reduzieren ist die Verkippung der Facette mit dem Winkel θ zur Ausbreitungsrichtung [126]–[129]. Dadurch, dass die sich im Wellenleiter ausbreitende Welle nicht mehr senkrecht auf die Facette trifft, wie dies in Abbildung 5.22 oben links dargestellt ist, wird die Mode nicht mehr komplett in den Wellenleiter zurückreflektiert. Zur Beschreibung wird ein Modell verwendet, bei dem der Wellenleiter weitergeführt wird, wobei er einen Knick mit dem Winkel 2θ besitzt, siehe Abbildung 5.22 oben rechts. Da der Wellenleiter überall gleich ist, ist auch die Form der geführten Welle gleich. Die Welle im abgeknickten Bereich wird von der ankommenden Welle im ersten Bereich angeregt. Durch den Knick kommt es zu einer Fehlanpassung mit dem Gangunterschied $\delta(x) = \beta x 2 \tan \theta$, je nach x-Position auf dem Wellenleiter, mit $\tan \theta \simeq \theta$ für kleine Winkel und der Ausbreitungskonstante β . Mit diesem Gangunterschied kann mit Hilfe des Korrelationsintegrals der Kopplungskoeffizient zwischen den abgeknickten Wellenleitern abhängig vom Winkel angegeben werden [127]. Die Reflektivität einer verkippten Facette $R_{\text{Tilt}}(\theta)$ ist damit abhängig von diesem Kopplungskoeffizient und der winkelabhängigen Fresnel-Reflektivität $R(\theta)$ (Gleichung (2.18), S. 6)

$$R_{\text{Tilt}}(\theta) = R(\theta) \cdot |c|^2 \quad \text{mit} \quad c = \frac{\beta}{2\omega\mu_0 P} \int_{-\infty}^{\infty} |E_x|^2 e^{i2\theta\beta y} \,\mathrm{d}y \,, \qquad (5.29)$$

wobei P die im Wellenleiter geführte Leistung ist. In [130] wurden zur Optimierung von Halbleiterlaserverstärkern Wellenleiter mit verkippten Facetten untersucht. Da Halbleitermaterial nicht in beliebige Richtungen spaltbar ist, wurden gekrümmte Rippenwellenleiterlaser hergestellt, wie es in Abbildung 5.22 unten dargestellt ist. Es konnte auch gezeigt werden, dass die Krümmung, zumindest für große Radien, nur einen sehr geringen Einfluss auf die Absorption im Laser hat. Damit konnten, da einmodige Rippenwellenleiter verwendet wurden, die Reflektivitäten für verkippte Facetten mittels der oben beschriebenen Hakki-Paoli Methode bestimmt werden.





Abbildung 5.22: Verkippte Wellenleiter. Oben die prinzipielle Funktionsweise zur Berechnung der Reflektivität und unten eine Möglichkeit der Realisierung durch Wellenleiterkrümmung.

Abbildung 5.23: Simulierte und gemessene Reflektivitäten abhängig vom Verkippungswinkel der Facette mit und ohne AR-Beschichtung.

In Abbildung 5.23 sind die gemessenen und simulierten Reflektivitäten in Abhängigkeit des Verkippungswinkels für eine Rippenbreite von 3 µm aufgetragen. Für einen Winkel von 0° entspricht die Reflektivität dem üblichen Wert für den Halbleiter-Luft-Übergang von $R_{\text{Tilt}}(\theta=0)=0.3$. Mit größerem Verkippungswinkel sinkt die Reflektivität schnell ab, wobei mehrere Minima durchlaufen werden. Die gemessenen Werte stimmen mit den simulierten Werten sehr gut überein, allerdings sind unterhalb der Messgrenze von ca. 10^{-4} Abweichungen zu erkennen. Die Anzahl und Lage der Minima hängt stark von der Rippenbreite ab. Für größere Breiten sinkt die Reflektivität für steigende Verkippungswinkel schneller, das erste Minimum wird früher erreicht und die Anzahl der Minima ist höher [127]. Mit einer AR-Beschichtung auf der verkippten Facette kann die Reflektivität weiter erniedrigt werden. Hierbei erniedrigt sich die Reflektivität um das Verhältnis der Reflektivitäten bei senkrechtem Einfall mit (R^*) und ohne (R) Beschichtung

$$R_{\text{Tilt}}^*(\theta) = R_{\text{Tilt}}(\theta) \frac{R^*}{R} .$$
(5.30)

In Abbildung 5.23 ist dies in der zweiten Kurve dargestellt. Die verkippten Facetten wurden beschichtet, wobei die Reflektivität ohne Verkippung von 0.3 auf 0.016 erniedrigt wurde. Zu erkennen ist dies im Diagramm für den Verkippungswinkel von 0°. Auch für die beschichteten Facetten zeigen die simulierten und gemessenen Kurven eine gute Übereinstimmung, zumindest bis zur Messgrenze. Diese Ergebnisse zeigen, dass mit Hilfe einer Entspiegelungsschicht und verkippter Facetten ohne weiteres Reflektivitäten unter 10^{-5} erreicht werden können, was für bestimmte Anwendungen wichtig ist, wie z. B. bei Laserverstärkern.

5.4 Passivierung und COMD

Die Lebensdauer von Halbleiterlasern ist für die Anwendung ein wichtiger Faktor. Prinzipiell wird die Lebensdauer durch drei unterschiedliche Degradationsmechanismen beschränkt [131]. Die schnelle Degradation wird durch Versetzungen im Material ausgelöst, ist aber wegen der heutigen sehr guten Kristallqualität nicht mehr ausschlaggebend. Die allmähliche und die katastrophale Degradation ist durch die Facettenoxidation und nichtstrahlende Übergänge bestimmt. Hierbei ist vor allem die katastrophale Zerstörung der Facette (Catastrophic Optical Mirror Damage, COMD) ein wichtiger Mechanismus, der die Ausgangsleistung begrenzt. Die durch den COMD begrenzte maximal erreichbare Ausgangsleistung ist von vielen Parametern abhängig. Vor allem sind das verwendete Halbleitermaterialsystem und der verwendete Aluminiumanteil eine wichtige Größe. Desweiteren sind die Form der Mode und der Überlapp zur aktiven Zone und den Umrandungsschichten wichtig. Eine weitere Einflussgröße ist die Passivierung der Laserfacette, was später genauer untersucht wird. Die Zerstörung der Facette entsteht durch einen sich selbst verstärkenden Kreislauf, eine positive Rückkopplung [132]. Durch Oberflächenzustände an der Facettenoberfläche und die fehlende Verspannung der Quantenfilme gibt es in der Nähe der Oberfläche eine Verkleinerung der Bandlücke, die auch durch Oxidation, vor allem von aluminiumhaltigen Schichten, verstärkt wird [133]. Die Verkleinerung liegt im Bereich von 40 meV, was eine erhöhte Absorption um ca. eine Größenordnung gegenüber dem Material im Inneren zur Folge hat. In diesem Bereich wird somit mehr Licht absorbiert. Die entstehenden freien Ladungsträger rekombinieren nichtstrahlend und erzeugen Wärme. Diese Wärme führt zu einer weiteren Reduktion der Bandlücke und somit zu einer weiteren Vergrößerung der Absorption [134]. Ab einer bestimmten Temperatur schmilzt das Halbleitermaterial an der Oberfläche und die Facette ist zerstört (COMD). Die Temperatur steigt dabei bis auf über 500 °C [135]–[137].



Abbildung 5.24: Ausgangsfacetten von $3\,\mu\text{m}$ breiten Kantenemittern. Links eine unbeschädigte gespaltene Facette, die im mittleren Bild nach dem COMD eine deutliche Zerstörung der Facette zeigt. Rechts eine Facette mit Beschichtung und Zerstörung durch COMD.

In Abbildung 5.24 sind drei verschiedene Laserfacetten von Rippenwellenleitern dargestellt. Im linken Bild sieht man eine gespaltene noch unversehrte Facette. Wird der Laser bis zur Zerstörung der Facette durch den COMD betrieben, so zeigt sich ein Bild wie in der Mitte. Auf der Höhe der aktiven Schicht ist weiträumig das Material zerstört, und man kann die Form der Mode erkennen, wie sie vorher im Wellenleiter geführt wurde. Im rechten Bild ist ein Laser mit einer 80 nm dicken Al_2O_3 Schicht als Passivierung zu sehen. Auch hier ist die Zerstörung der Facette nach Erreichen des COMDs zu erkennen.

Die COMD-Schwelle ist vor allem abhängig von der Lichtleistung im Bereich der Facette. Diese interne Leistung P_{int} ist die Summe aus der Leistung, die aus dem Laser von innen auf die Facette trifft und dem reflektierten Anteil dieser Leistung, der von der Facettenreflektivität R abhängt. Da normalerweise die emittierte Ausgangsleistung P_{out} eines Lasers gemessen wird, gilt der Zusammenhang [138]

$$\frac{P_{\rm int}}{P_{\rm out}} = \frac{1+R}{1-R} \,.$$
 (5.31)

Für das Verhältnis der internen Leistungen für einen Laser mit zwei Facetten mit unterschiedlichen Reflektivitäten, z. B. mit einer AR/HR-Beschichtung, erhält man mit den Gleichungen (5.12) und (5.31) das Verhältnis

$$\frac{P_{\rm int,AR}}{P_{\rm int,HR}} = \frac{\sqrt{R_{\rm HR}} (1 + R_{\rm AR})}{\sqrt{R_{\rm AR}} (1 + R_{\rm HR})} \,.$$
(5.32)

Es wird immer die Ausgangsfacette, also die Facette mit der kleineren Reflektivität, auf Grund der erhöhten internen Leistung durch den COMD zerstört.

Um die COMD-Schwelle zu erhöhen, um somit höhere Ausgangsleistungen zu erreichen und die Lebensdauer zu erhöhen, gibt es verschiedene Möglichkeiten die Facette zu behandeln und zu passivieren. Vor allem sollte die Facette mit einer Beschichtung passiviert werden. Dabei werden die Oberflächenzustände gebunden, und eine weitere Oxidation während des Betriebs wird verhindert. Dabei sollte die Beschichtung selber keine Absorption aufweisen, um die Facette nicht unnötig zu erwärmen. Hierfür sind vor allem Oxide, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, sehr gut geeignet. Vor der Beschichtung kann die Facette noch mit unterschiedlichen Methoden vorbehandelt werden. Im Folgenden werden zwei Möglichkeiten untersucht, um die Facettenpassivierung zu verbessern. Hierfür wurden Laserbarren mit einer Laserlänge von $1000 \,\mu\text{m}$ mit unterschiedlichen Rippenbreiten $(2.5-6 \,\mu\text{m})$ verwendet. Als Passivierung wurde eine ca. 80 nm dicke Al₂O₃-Schicht verwendet. Die Reflektivität der Facette sinkt dabei von $R_1 = 0.3$ auf $R_1^* = 0.17$. Es müssen dabei immer beide Seiten des Laserbarrens passiviert werden, da sonst der Laser durch die unbeschichtete Facette limitiert ist, und es kann keine Verbesserungen der COMD-Schwelle beobachtet werden. Somit steigt bei einer beidseitigen Beschichtung mit $80 \text{ nm Al}_2\text{O}_3$ der Schwellstrom um $I_{\text{th}}^* = 1.18 \cdot I_{\text{th}}$ an, und die interne Leistung kann mit $P_{\text{int}} = 1.4 \cdot P_{\text{out}}$ aus den gemessenen Leistungen berechnet werden.

5.4.1 Vorreinigung

Nachdem eine Laserfacette gespalten wird, oxidiert die Oberfläche sofort. Dieses Oxid an der Oberfläche vergrößert die Absorption, was somit schneller zu einer Zerstörung der

Facette durch den COMD führt. Die Dicke des Oxides vergrößert sich auch während des Betriebes des Lasers und variiert zwischen wenigen bis 100 nm [132],[139]. Um den Einfluss des Oxides zu minimieren, kann die Facette vor der Beschichtung gereinigt werden. Dies kann z. B. in einer Beschichtungsanlage durch ein Absputtern mit einem Ionenstrahl geschehen [140], was hier untersucht wurde. Hierfür wurden mit einem Ionenstrahlstrom von $I_{\rm D} = 10$ mA während 20 Sekunden mit unterschiedlichen Ionenenergien $qU_{\rm B}$ die Facetten vorgereinigt. In Abbildung 5.25 sind die *PI*-Kennlinien von unterschiedlich behandelten Facette steigt bis ca. 220 mW an und bricht beim COMD abrupt ab. Die gespaltene Facette mit Passivierungsbeschichtung erreicht dagegen Leistungen von ca. 300 mW. Die Facette, die vor der Beschichtung noch vorgereinigt wurde, d. h. mittels eines Ionenstrahls gesputtert wurde, steigt bis auf ca. 380 mW an. Die COMD-Schwelle konnte somit signifikant erhöht werden.



Abbildung 5.25: *PI*-Kennlinien bis zum COMD für unterschiedlich behandelte Laserfacetten.



Abbildung 5.26: Leistungsdichte für die COMD-Schwelle abhängig von der Ionenenergie des Vorsputterprozesses vor der Beschichtung.

Allerdings ist die Verbesserung durch das Vorsputtern von der Ionenenergie des Ionenstrahls abhängig. In Abbildung 5.26 sind die gesamten Ergebnisse zusammengestellt. Da die COMD-Schwelle für Laser mit unterschiedlichen Rippenbreiten bestimmt wurde, muss zum besseren Vergleich von der Leistung zur Leistungsdichte übergegangen werden. Hierfür wird in beide Richtungen eine Gauß-Verteilung mit der Form $\exp(-x^2/2\sigma^2)$ angenommen. Die Breite, bei der die Intensität auf $1/e^2$ abfällt, ist demnach 4σ . Für die hier verwendeten Laser ergaben sich $1/e^2$ -Breiten in transversaler Richtung von $4\sigma = 1.9 \,\mu\text{m}$ und in lateraler Richtung von $4\sigma = 3.6-6.2 \,\mu\text{m}$, je nach Rippenbreite. Geht man jetzt von der Gauß-Verteilung in eine kastenförmige Verteilung über, so ergibt sich eine effektive Breite von ca. $2.5 \cdot \sigma$. Somit erhält man eine rechteckige Fläche mit angenommener konstanter Leistungsdichte. Die verwendeten Laser haben damit Flächen mit Kantenlängen von $1.2 \,\mu\text{m}$ in transversaler und $2.3-3.9 \,\mu\text{m}$ in lateraler Richtung. Mit diesen Flächen kann die Leistungsdichte bestimmt werden, wie dies in Abbildung 5.26 zu sehen ist. Der durchschnittliche Wert der COMD-Leistungsdichte liegt für die gespaltene Facette bei ca. $8.2 \,\mathrm{MW/cm^2}$. Durch eine Beschichtung kann die maximale Leistungsdichte auf $12.4 \,\mathrm{MW/cm^2}$ erhöht werden. Eine weitere Verbesserung lässt sich durch eine Vorreinigung der Facette durch Sputtern mit einem Ionenstrahl erreichen. Hierbei wurde die Energie der Ionen variiert, die Zeit der Vorreinigung lag bei 20 Sekunden. Der Verlauf der COMD-Schwelle zeigt den Einfluss der Ionenenergie. Für kleine Energien zeigt sich keine Änderung der Schwelle. Für eine Ionenenergie von $20 \,\mathrm{eV}$ lässt sich die maximale COMD-Leistungsdichte auf $15.6 \,\mathrm{MW/cm^2}$ erhöhen. Bei einer weiteren Steigerung der Ionenenergie sinkt die Schwelle wieder, und für Energien von $40 \,\mathrm{eV}$ konnten nur noch wenige Laser über der Laserschwelle betrieben werden. Die meisten zeigten nur noch spontane Emission, was auf eine starke Schädigung der Facette durch den Ionenbeschuss mit zu hoher Energie schließen lässt. Es wurde also ein Optimum der Ionenenergie zur Vorreinigung von $20 \,\mathrm{eV}$ gefunden, bei der die COMD-Schwelle ein Maximum zeigt.

5.4.2 Spalten im Vakuum

Eine weitere Möglichkeit eine oxidfreie Facettenoberfläche zu bekommen besteht darin, erst garkein Oxid entstehen zu lassen. Wird der Laserbarren in der Beschichtungsanlage im Vakuum gespalten [141], so kann die Facette durch den fehlenden Sauerstoff nicht oxidieren. Um einen Laserbarren auf diese Weise zu spalten, wurde hierfür ein Barren mit einer Laserlänge von 2000 μ m verwendet. Mit einem Diamant wurde auf der Substratseite ein langer Kratzer angebracht, der 500 μ m von der Laserfacette entfernt war. Der Laserbarren wurde im Halter fixiert, und mittels einer Bruchspitze, die durch die Schleuse in die Vakuumkammer eingebracht wurde, konnte der Laserbarren mit einem leichten Schlag gespalten werden. Danach wurde sofort eine 80 nm dicke Al₂O₃-Schicht aufgebracht. Nach Ausbau, Anritzen der anderen Seite und erneutem Einbau, konnte auch die zweite Facette im Vakuum gespalten und beschichtet werden. In Abbildung 5.27 ist der in der Prozesskammer eingebaute Laserbarrenhalter (5 cm \cdot 5 cm) zu erkennen. Der Laserbarren mit einer Breite von ca. 10 mm ragt ca. 500 μ m aus der Halterung heraus, um von der Bruchspitze abgespalten werden zu können.

Da mit diesem Verfahren über die gesamte Laserbarrenbreite keine einheitliche Bruchkante erzielt werden kann, kommt es zu einer Vielzahl von Versetzungen. Es konnten aber alle 16 Laser auf dem Barren erfolgreich betrieben werden. In Abbildung 5.28 ist die PI-Kennlinie eines Lasers mit gespaltener Facette dargestellt, die bei ca. 220 mW abrupt wegen des COMDs abbricht. Der Laser, der im Vakuum gespalten und beschichtet wurde, zeigt dagegen erst ab einer Leistung von 360 mW einen Einbruch. Es konnte somit gezeigt werden, dass das Spalten im Vakuum möglich ist, und die COMD-Schwelle durch die Passivierung erhöht wird. Allerdings zeigt sich keine Verbesserung gegenüber der Passivierung der Laserfacetten mit vorherigem Spalten in normaler Atmosphäre. Ein Grund kann der in der Al₂O₃-Passivierungsschicht vorhandene Sauerstoff sein, der die Facette trotzdem etwas oxidiert. Dies kann z. B. durch Aufbringen einer sehr dünnen sauerstofffreien Schicht, wie z. B. α -Silizium [141], verhindert werden. Die Zeit von ca. 30 Sekunden zwischen dem Spalten und der Beschichtung kann ein weiterer Grund sein. In dieser Zeit





Abbildung 5.27: Blick in die Beschichtungsanlage während des in-Vakuum Spaltens. Der 10 mm breite Laserbarren ist im Halter montiert und ragt 500 μ m heraus.

Abbildung 5.28: *PI*-Kennlinien bis zum COMD für gespaltene und in-Vakuum gespaltene und beschichtete Facetten.

ist die Ionenstrahlquelle schon eingeschaltet, um einen stabilen Beschichtungsprozess zu gewährleisten. Hierbei wird bereits Sauerstoff in die Kammer geleitet, um eine Sauerstoffverarmung des Targets zu verhindern. In dieser Zeit kann durch diesen geringen Anteil an Sauerstoff schon eine gewisse Oxidation der Facette stattfinden. Auch dies kann durch das vorherige Aufbringen eines Nicht-Oxides verhindert werden, da in diesem Fall kein Sauerstoff in der Anlage benötigt wird. Eine weitere Möglichkeit die Oxidation der Facette zu verhindern ist das on-wafer Beschichten, wie es in Abschnitt 5.5 beschrieben wird.

(MW/cm^2)	$P_{\rm out}/A$	$P_{\rm int}/A$	Erhöhung
Gespaltene Facetten	8.2 ± 0.7	15.2 ± 1.3	
Beschichtete Facetten:			
An Luft gespalten	12.4 ± 1.1	17.4 ± 1.5	14.5%
Vorreinigung $(20 \mathrm{eV})$	15.6 ± 1.5	21.8 ± 2.1	43.4%
Im Vakuum gespalten	12.4 ± 1.2	17.4 ± 1.7	14.5%

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Ergebnisse zur Facettenpassivierung. Eine Erhöhung der COMD-Schwelle konnte vor allem durch eine Vorreinigung mit anschließender Beschichtung erzielt werden.

In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse der Facettenpassivierung zusammengestellt. Da die beschichteten Facetten eine kleinere Reflektivität als unbeschichtete haben, müssen zum Vergleich der COMD-Schwellen die internen Leistungsdichten $P_{\rm int}/A$ angegeben werden, siehe Gleichung (5.31). Somit zeigt eine gespaltene Facette ohne Beschichtung eine interne Leistungsdichte von 15.2 MW/cm², bei der der COMD erreicht wird. Wird die Facette beschichtet, so kann die COMD-Schwelle um 14.5 % auf 17.4 MW/cm² erhöht werden. Wird

die Facette vor der Beschichtung durch Sputtern mit einer Ionenenergie von $20 \,\mathrm{eV}$ vorgereinigt, so verbessert sich die Schwelle auf $21.8 \,\mathrm{MW/cm^2}$, was eine Erhöhung von $43.4 \,\%$ entspricht. Durch das Spalten im Vakuum konnte keine Verbesserung erzielt werden. Die COMD-Schwelle entspricht der einer Facette, die an Luft gespalten und dann mit einer Passivierung versehen wurde.

5.4.3 Weitere Verbesserungen

Hier sollen noch kurz weitere Möglichkeiten zusammengefasst werden, mit denen die COMD-Schwelle, und somit die Lebensdauer, verbessert werden kann. Die Erhöhung der Absorption in der Nähe der Facette wird durch die Oxidbildung begünstigt. Da vor allem aluminiumhaltige Schichten stark oxidieren, liegen die COMD-Schwellen bei aluminiumfreien Lasern deutlich höher [142]–[145]. Auch durch ein optimiertes Design in transversaler Richtung durch den Schichtaufbau kann die maximale Ausgangsleistung erhöht werden. Wird eine Struktur gewählt, die eine möglichst breite Wellenführung erlaubt (Low Modal Gain Structure), wird die maximale Leistungsdichte an der Ausgangsfacette reduziert [137], [146]. Desweiteren kann die Form der Mode durch lokale Veränderung der Wellenführung verändert werden. Hierdurch lässt sich an den Facetten eine breite Mode realisieren, obwohl im Inneren des Lasers eine stärkere Führung mit höherem Gewinn herrscht [147]. Durch Eindiffusion von z. B. Zink kann die Bandstruktur verändert werden. Damit kann in der Nähe der Facette eine Erhöhung der Bandlückenenergie und somit eine geringere Absorptionen erreicht werden [148]. Die Verkleinerung der Bandlückenenergie an der Oberfläche durch Oberflächenzustände kann durch gezielte Vorbehandlungen vor der Beschichtung reduziert werden. Hierbei sind vor allem Schwefel, aber auch andere Verbindungen ein geeignetes Mittel. Die Vorbehandlung kann in flüssiger oder gasförmiger Form, oder auch durch eine Plasmabehandlung erfolgen [149]–[153]. Auch ein vorheriges Einbrennen in inerter Atmosphäre, wie Argon oder Helium, sättigt die Oberflächenzustände und erhöht die Lebensdauer [154]. Mit dem Nitrel-Prozess [155] wird durch einen Beschuss mit einem Ionenstrahl die Facette gereinigt, und gleichzeitig werden durch die vorhandene Stickstoffatmosphäre die freien Oberflächenzustände effektiv gesättigt.

5.5 On-wafer Beschichtung

Anstatt die Laserbarren zu spalten, können die Facetten auch geätzt werden. Hierfür werden Trochenätzverfahren verwendet, da nur somit senkrechte Ätzflanken erzeugt werden können. Es eignen sich vor allem das reaktive Ionenätzen (*Reactive Ion Etching*, RIE), das reaktive Ionenstrahlätzen (*Reactive Ion-Beam Etching*, RIBE) und das chemisch unterstützte Ionenstrahlätzen (*Chemically-Assisted Ion-Beam Etching*, CAIBE) [156]–[159]. Nachdem die Facetten geätzt wurden, können sie direkt im Vakuum beschichtet werden, wodurch eine Oxidation, wie beim Spalten an Luft, verhindert wird. Dadurch können höhere Ausgangsleistungen erreicht werden, da die Facette nicht so schnell durch den COMD zerstört wird. Allerdings sollten beide Prozesse nicht in der gleichen Anlage stattfinden, da Beschichtungsprozesse eine sehr reine Umgebung erfordern. Die in Trockenätzprozessen verwendeten reaktiven Gase und die Ätzprodukte haben negative Einflüsse auf die Beschichtungen. Eine Trockenätzanlage (z. B. CAIBE) und eine Beschichtungsanlage (z. B. RIBSD), die durch ein gemeinsames Vakuum-Schleusensystem miteinander verbunden sind, wäre eine optimale Lösung. Die Möglichkeit der Prozessierung des ganzen Wafers, was eine Vereinfachung darstellt, sowie die bessere Handhabung sind ein weiterer Vorteil der on-wafer Beschichtung. Normalerweise müssen die Laserbarren erst gespalten und dann in einen Laserbarrenhalter eingebaut werden, bevor die Facetten beschichtet werden können. Diese Prozedur ist relativ aufwändig und ausschussanfällig. Auch können die on-wafer hergestellten Laser nach der Beschichtung direkt auf dem Wafer getestet werden. Im Rahmen von [156] und dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die on-wafer Beschichtung eine gut zu verwirklichende Möglichkeit ist. Da die hier verwendeten Anlagen (noch) nicht über ein gemeinsames Schleusensystem verfügen, waren die geätzten Laserfacetten eine gewisse Zeit der Luft ausgesetzt. Im ersten Schritt wurden die Facetten von fertig strukturierten Lasern auf einem Wafer mit Hilfe einer CAIBE geätzt. Dafür wurde ein Lackprozess verwendet, mit dem die Lage der Facetten definiert wurde, siehe Abbildung 5.29. Nach dem entfernen des Lacks wurden im zweiten Schritt die Laserfacetten beschichtet. Hierfür wurden unter einem Winkel von 30° die Ausgangsfacetten mit einer $\lambda/4$ -AR-Schicht und die Rückseiten mit einem drei-Schicht-System (Al₂O₃/Si) beschichtet. Angestrebt wurde eine AR/HR-Beschichtung mit einem Reflektivitätsverhältnis von 12%/78%.



10 (aH_d/WV_d) 0 (aH_d/WV_d

Abbildung 5.29: On-wafer Beschichtung. Zuerst wird die Facette trockengeätzt um anschließend mit einer AR- und einer HR-Beschichtung versehen zu werden.

Abbildung 5.30: Verlauf des Verhältnisses der Ausgangsleistungen aufgetragen über dem normierten Betriebsstrom.

Nach der Beschichtung wurden die Laser in Laserbarren gespalten, um die Kennlinien messen zu können. In Abbildung 5.30 ist das Verhältnis der Ausgangsleistungen aufgetragen abhängig vom, auf den Schwellstrom normierten, Strom. Man kann erkennen, dass oberhalb der Laserschwelle ein relativ konstanter Wert zwischen 5 und 8 erreicht wird. Der erwartete Wert der 12%/78%-Beschichtung liegt allerdings etwas höher bei 10. Die Abweichung kann dadurch erklärt werden, dass die Beschichtungsrate vorher nicht genau bestimmt werden konnte. Dadurch, dass die Beschichtung unter einem Winkel geschieht und Abschattungseffekte und die genaue Lage der aktiven Schicht des Lasers die Schicht-

dicke beeinflussen, sollte die Beschichtungrate nicht wie geschehen durch ein eingebautes Siliziumteststück, sondern an Testlasern mittels z.B. der Schwellstromverschiebung bestimmt werden. Da hier aber nur gezeigt werden sollte, dass die on-wafer Beschichtung prinzipiell möglich ist, wurde hierauf verzichtet. Auch ist eine deutliche Streuung der Ausgangsleistungsverhältnisse zu erkennen, da die Beschichtungsrate, und somit die Reflektivität, wegen der Inhomogenität in der Beschichtungsanlage über den Wafer variiert.

5.6 Veränderungen von Fernfeldern

Mit Hilfe von Mehrschichtsystemen kann die Form des aus der Laserfacette austretenden Lichtes, also das Fernfeld, beeinflusst werden. Wird das Licht durch unterschiedliche Brechungsindizes geführt, wie dies bei Rippenwellenleitern sowohl in lateraler als auch in transversaler Richtung der Fall ist, so ergibt sich eine ebene Wellenfront. Da es sich hier aber nicht um eine unendlich ausgedehnte ebene Welle handelt, würden sich vor allem in den Randbereichen die Wellenfronten nach außen bewegen. Aufgrund des niedrigeren Brechungsindex bewegen sich aber in den Randbereichen die Wellenanteile schneller, und die ebene Wellenfront bleibt erhalten. Da die ebene Welle aber räumlich begrenzt ist, kann die Intensitätsverteilung als eine Uberlagerung von vielen unendlich ausgedehnten, ebenen Wellen mit unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen beschrieben werden. Durch die Uberlagerung ergibt sich eine geführte Welle, eine begrenzte Welle mit ebenen Wellenfronten. Verlässt die geführte Welle den Wellenleiter an der Ausgangsfacette, so wird die Intensitätsverteilung als Nahfeld bezeichnet. Mit fehlender Führung beginnt sich die Welle zusätzlich zur Ausbreitungsrichtung in die anderen Raumrichtungen zu verbreitern. Im Bereich zwischen Facette, also im Nahfeld, und dem Fernfeld ist die Beschreibung der exakten Wellenform sehr komplex. Die Intensitätsverteilung kann aber in jeder beliebigen Ebene durch eine Fourier-Transformation aus der Raumverteilung in die Winkelverteilung transformiert werden [160]. Da sich die Intensitätsverteilung vom Nahfeld zum Fernfeld der Form nach nicht grundsätzlich ändert, kann in diesem Zwischenbereich eine Gaussförmige Verteilung der Winkelanteile angenommen werden.

Um die Form des Fernfeldes zu verändern, können Beschichtungen mit winkelabhängigen Reflektivitäten verwendet werden [161]. In Abbildung 5.31 sind drei verschiedene simulierte Reflektivitäten über dem Einfallswinkel aufgetragen. Die Intensitätsverteilung in transversaler Richtung soll auf Grund der größeren Winkelanteile und der größeren Fernfeldwinkel verändert werden. In dieser Richtung ist das Licht TE-polarisiert, und daher sind die Simulationen für die Beschichtungen für diese Posarisation gemacht worden. Für eine unbeschichtete Laserfacette liegt die Reflektivität für $\theta = 0^{\circ}$ bei ca. 0.3, und steigt auch nur gering mit steigendem Winkel. Die gestrichene Kurve (*Wide*) zeigt eine Reflektivität von 0.5 bei senkrechten Einfall, die allerdings mit steigendem Winkel schnell sinkt. Es werden also Intensitätsanteile mit kleinen Winkeln um die 0° stark reflektiert, Anteile mit großen Einfallswinkeln dagegen werden kaum noch reflektiert, sondern vor allem transmittiert. Daher sollte die Intensität nach der beschichteten Facette einen erhöhten Anteil mit großen Winkeln besitzen, im Zentrum bei kleinen Winkeln sollte dagegen die Intensität reduziert sein. Im Ganzen sollte somit eine verbreiterte Intensitätsverteilung aus

dem Laser transmittiert werden. Der gegengesetzte Fall kann durch eine Beschichtung erreicht werden, dessen Reflektivität für kleine Winkel sehr klein ist und mit steigendem Winkel zu höheren Werten ansteigt, wie dies in der gepunkteten Kurve dargestellt ist (Narrow). In diesem Fall werden Intensitätsanteile mit kleinen Winkeln kaum reflektiert, sondern vor allem transmittiert, dagegen werden höhere Winkelanteile stark reflektiert. Somit sollte sich eine schmälere Intensitätsverteilung ergeben.





Abbildung 5.31: Verlauf der Reflektivität abhängig vom Einfallswinkel für eine gespaltene Facette und zwei Beschichtungen (TE-Polarisation).

Abbildung 5.32: Verlauf des Brechungsindex für die zwei Beschichtungen mit stark winkelabhängigen Reflektivitäten.

Die Realisierung dieser Beschichtungen mit stark winkelabhängigen Reflektivitäten ist in Abbildung 5.32 dargestellt. In beiden Fällen wurden vier Schichten verwendet, als niederbrechendes Material SiO_2 und als hochbrechendes Ta_2O_5 . Im oberen Teil ist der Brechungsindexverlauf über der Distanz zur Laserfacette für die Beschichtung aufgetragen, die für höhere Winkel eine Erniedrigung der Reflektivität ergibt. Im unteren Teil ist die Beschichtung dargestellt, die den gegengesetzten Effekt erreicht, einen Anstieg der Reflektivität für größere Winkel. In beiden Fällen ergibt sich eine gesamte Schichtdicke von ca. 800 nm. Zur Messung des Fernfeldes wird die Intensitätsverteilung der Ausgangsleistung mit einem Detektor an einem schwenkbaren Arm gemessen. In Abbildung 5.33 sind die gemessenen Fernfelder in transversaler Richtung (schnelle Achse) dargestellt. Ohne Beschichtung ergibt sich eine typische Gauss-förmige Verteilung, die durch zwei Werte beschrieben werden kann. Einmal kann die Leistungsverteilung durch die Breite angegeben werden, bei dem die Leistung auf die Hälfte abgefallen ist (Full Width Half Maximum, FWHM). Für die unbeschichtete Facette ergibt sich ein Wert von 35.5°. Es kann aber auch die Breite angegeben werden, bei dem die Leistung auf $1/e^2$ (13.5 %) abgefallen ist. Hierfür ergibt sich ein Wert von 68.2°. Durch die winkelabhängigen Beschichtungen konnte die Form der Intensitätsverteilung verändert werden. Die gestrichelte Kurve zeigt eine deutliche Verbreiterung. Auch die Verschmälerung der Intensität konnte erreicht werden, wie dies an der gepunkteten Kurve zu sehen ist. Die Werte der Veränderung sind in Tabelle 5.2 dargestellt. Durch die zwei hier verwendeten Beschichtungen mit stark winkelabhängiger Reflektivität konnte die Form des Fernfeldes signifikant beeinflusst werden.



	$1/e^2$ (°)	FWHM (°)
Breiter	84.7 ± 1.8	39.7 ± 1.7
Unbeschichtet	68.2 ± 2.4	35.5 ± 1.3
Schmäler	57.8 ± 1.5	32.4 ± 1.0

Abbildung 5.33: Gemessene Fernfelder, deren Intensitätsverteilung durch Beschichtungen verändert wurden.

Tabelle 5.2.: Darstellung der Veränderungen der Fernfelder durch Beschichtungen mit winkelabhängigen Reflektivitäten.

Vor allem die Verschmälerung der Intensitätsverteilung kann von Vorteil sein. Durch die großen Fernfeldwinkel in transversaler Richtung der Ausgangsleistung von Kantenemittern, ist die Fokussierung nur mit aufwendigen Linsensystemen mit hoher numerischer Apertur möglich. Durch eine Verkleinerung des Fernfeldwinkels in der schnellen Achse kann die Fokussierung vereinfacht werden. Auch eine weitere Verschmälerung, als hier gezeigt, ist denkbar. Dafür sind allerdings Beschichtungen mit weitaus mehr Schichten erforderlich, um eine noch größere Winkelabhängigkeit der Reflektivität zu erreichen.

5.7 Handhabung von Laserbarren

Zum Abschluss dieses Kapitels soll noch auf die Handhabung der Laserbarren eingegangen werden. Die hier verwendeten Laser bestehen aus dem Materialsystem AlGaAs, welches sehr leicht entlang der Kristallrichtungen bricht. Daher müssen die Laserbarren sehr vorsichtig behandelt werden, um ein vorzeitiges und falsches Brechen zu verhindern. Desweiteren muss auch darauf geachtet werden, dass die gespaltenen Facetten nicht verschmutzen oder durch falsche Halterung beschädigt werden. Die Herstellung der Laser, welche vor allem während dieser Arbeit verwendet wurden, ist in [130] ausführlich beschrieben. Im Folgenden werden die weiteren Schritte, wie Spalten, Halterung für das Beschichten und Montieren dargestellt.

Die Prozessierung der Laser geschieht auf dem kompletten Wafer, beziehungsweise einem Viertel. Während diese Arbeit wurden Zweizoll-Wafer verwendet, was einem Durchmesser von ca. 5 cm entspricht. Nach der Prozessierung müssen die Laser gespalten werden. Hierfür werden Laserbarren aus dem Wafer herausgespalten, wobei auf beiden Seiten durch

das Spalten die Facetten entstehen. Mit einem Diamant wird an einem speziellen Verschiebetisch unter einem Mikroskop ein kleiner Kratzer angebracht. Wird der Wafer von der Substratseite mit einer Klinge angedrückt, so bricht das Halbleitermaterial entlang einer Kristallrichtung, beginnend am Kratzer. Sind die Laser exakt zur Kristallrichtung des Wafers ausgerichtet, so kann man Laserbarren aus dem Material herausspalten, welche die sehr glatten Bruchkanten genau senkrecht zur Laserlänge haben. In Abbildung 5.34 ist ein Viertel eines Zweizoll-Wafers zu sehen. Zur Definition der Breite der Laserbarren wird erst ein z. B. 12 mm breiter Streifen aus dem Material gespalten. Anschließend können Laserbarren mit verschiedenen Laserlängen herausgespalten werden. Als Beispiel ist hier ein 12 mm breiter Laserbarren mit einer Laserlänge von 500 μ m dargestellt. Ein Barren enthält ca. 16–20 einzelne Laser.





Abbildung 5.34: Bild eines Viertel-Wafers. Ein ca. 12 mm breiter Bereich wurde abgespalten, von dem Laserbarren abgespalten werden können.

Abbildung 5.35: Lichtmikroskopische Aufnahme eines Ausschnitts eines Laserbarrens. Die einzelnen Laser haben eine Länge von $500 \,\mu\text{m}$.

In Abbildung 5.35 ist eine lichtmikroskopische Aufnahme eines Ausschnitts aus einem Laserbarren zu sehen. Die Laserlänge beträgt 500 μ m und jeder Laser ist in einem 500 μ m breiten Bereich untergebracht. Der Laser an sich ist nur wenige μ m breit und umgeben von Goldkontaktflächen, die zur Kontaktierung durch eine Messnadel oder Bonddrähte dienen.

Um die Laserbarren beschichten zu können, müssen sie in einen Halter eingebaut werden. Abbildung 5.36 zeigt ein Bild eines in dieser Arbeit konstruierten und verwendeten Laserbarren barrenhalters. In der Mitte (durch das Streichholz offengehalten) können die Laserbarren in die Führungsschienen eingelegt werden. Dies geschieht unter einem Mikroskop mit Hilfe einer genau positionierbaren Vakuumpinzette. Die Fixierung der Barren erfolgt durch einen Block, der ebenfalls in den Führungsschienen liegt. Dieser wird durch Schrauben auf die Laserbarren mit sehr geringer Kraft F aufgedrückt. Um für den Laserbarrenhalter die genaue Beschichtungsrate ermitteln zu können, gibt es unterhalb der Laserbarren eine tiefergefräste Fläche, auf der mittels des gebogenen Federstahls ein Siliziumteststück befestigt werden kann.





Abbildung 5.36: Bild eines Laserbarrenhalters zur Laserfacettenbeschichtung mit Siliziumteststück.

Abbildung 5.37: Schematische, nicht maßstabsgetreue Darstellung eines Laserbarrenhalter. Links die Draufsicht auf eingebaute Laserbarren und rechts ein Schnitt zur Seitenansicht.

In Abbildung 5.37 ist der Laserbarrenhalter schematisch in zwei Ansichten dargestellt. Auf der linken Seite ist die Draufsicht auf den Halter mit den zwei Führungsschienen zu sehen. Der Abstand der Führungen entspricht dabei der Laserbarrenbreite, z. B. 12 mm. Die Führungen haben eine Öffnung, die der Laserlänge entspricht, z. B. 500 oder 1000 µm. Auf der rechten Seite sieht man eine Seitenansicht. Wenn mehrere Laserbarren übereinander gestapelt und beschichtet werden, so würde sich eine zusammenhängende Schicht bilden. Werden die Laserbarren wieder ausgebaut, könnte die Schicht unkontrolliert brechen und teilweise auf den Facetten wieder abplatzen. Daher werden jeweils zwischen die Laserbarren Dummy-Barren gelegt, die eine um etwa 20–30 µm geringere Länge haben. Nach dem Einlegen der Laser- und Dummy-Barren kann der Halter etwas nach links gekippt und gerüttelt werden, die Barren orientieren sich dadurch an der linken Führungsschienenkante. Dabei kommen die Barren so zu liegen, dass die zu beschichtende Facettenseite der Laserbarren über die Dummy-Barren herausragen, wie dies im rechten Bild dargestellt ist. Dadurch kommt es zu keiner zusammenhängenden Beschichtung, und die Barren können später problemlos wieder ausgebaut werden. Auch kann es so nicht zu störenden Abschattungen kommen, wie dies ohne die Dummys durch einen eventuellen Versatz der Laserbarren vorkommen könnte.

Nachdem die Laserbarren beschichtet wurden, kann man sie unterschiedlich montieren, um sie charakterisieren zu können. Während dieser Arbeit wurde normalerweise der gesamte Laserbarren als Ganzes verwendet. Hierfür wird der Barren mit Silberleitkleber auf eine Kupferwärmesenke geklebt. Dies gewährleistet einen guten elektrischen und thermischen Kontakt zwischen Substratseite und Wärmesenke. In Abbildung 5.38 ist ein auf diese Art aufgeklebter Laserbarren auf einer Wärmesenke zu sehen. Außerdem erleichtert sich dadurch das Hantieren der Laserbarren erheblich. Die Laserbarren können somit sicher transportiert und leicht in einen Messaufbau eingebaut werden. Zur Messung kann jeder Laser einzeln mit einer Messspitze kontaktiert werden, die Substratseite liegt auf Masse.

Laser Bar

Abbildung 5.38: Bild eines Laserbarrens, der mit Silberleitkleber auf eine Kufperwärmesenke geklebt ist.

(D)

<u>5 mm</u>

Heat Sink

Abbildung 5.39: Bild von zwei Lasern, die auf einer Wärmesenke mit Wärmespreizer aufgelötet sind. Ein Laser ist mittels Bonddrähten kontaktiert.

Sollen die Laser einzeln verwendbar sein, können sie auf spezielle Wärmesenken montiert werden. Hierfür müssen aus dem Laserbarren erst einzelne Laser abgespalten werden (Vereinzeln). Diese können dann auf eine spezielle Wärmesenke mit Wärmespreizer, z. B. Diamant, aufgelötet werden. Durch das Lot und den Wärmespreizer zwischen Laser und Wärmesenke ergibt sich eine viel bessere Wärmeabfuhr, als im vorherigen Fall. In Abbildung 5.39 ist eine solche Wärmesenke dargestellt. In diesem Fall sind zwei Laser gemeinsam aufgelötet. Der Laser wird über Bonddrähte kontaktiert und kann über die Lötfahne angeschlossen werden. Der zweite Anschluss erfolgt über die Substratseite und die Wärmesenke. Diese Art der Montage ist vor allem wichtig, wenn der Laser gut gekühlt werden soll, also vor allem für Hochleistungsanwendungen. Hierfür kann der Wärmewiderstand weiter verringert werden, wenn der Laser mit der strukturierten Seite nach unten auf den Wärmespreizer aufgelötet wird. Dadurch kann die entstehende Wärme noch effizienter abgeführt werden, da sie nicht durch das dicke Substrat abfließen muss.



Kapitel 6

Weitere Anwendungen

In diesem Kapitel werden verschiedene Anwendungen von Beschichtungen vorgestellt, die in Zusammenarbeit mit anderen Gruppen und Abteilungen der Universität bearbeitet wurden. Im Vordergrund stehen die Beschichtungen und deren Einfluss auf Verbesserungen der jeweiligen Bauelemente. Die generelle Funktionsweise der unterschiedlichen Bauelemente wird nur kurz beschrieben, weitere Informationen sind in den angegebenen Literaturstellen zu finden. Vor allem werden Anwendungen für den optischen Bereich bearbeitet, am Ende dieses Kapitels werden aber auch Einsatzmöglichkeiten in der Sensorik und Elektronik beschrieben.

6.1 Halbleiter-Scheibenlaser

In Abbildung 6.1 ist der schematische Aufbau eines Halbleiter-Scheibenlasers oder auch VECSELs (*Vertical External-Cavity Surface-Emitting Laser*) dargestellt. Der Laser ansich besteht aus einem Bragg-Spiegel und einer Gewinnstruktur. Er ist zur besseren Kühlung auf eine Wärmesenke gelötet. Der Resonator wird durch den Bragg-Spiegel und einen externen gekrümmten Spiegel gebildet. Der Laser wird unter einem Winkel optisch gepumpt. Hierfür können Hochleistungs-Halbleiterlaser verwendet werden, deren Wellenlänge kleiner als die Laserwellenlänge ist [162]–[164].

In Abbildung 6.2 ist der Aufbau des eigentlichen Halbleiter-Lasers dargestellt. Der Bragg-Spiegel besteht aus $\lambda/4$ -Schichten, durch die eine möglichst hohe Reflektivität für die Laserwellenlänge λ_{Lase} erreicht werden soll (R > 0.999). Die Gewinnstruktur besteht aus mehreren Quantenfilmen (*Quantum Well*, QW), die in den Absorptionsschichten eingebettet sind. Die Pumpwellenlänge wird in diesen Absorptionsschichten absorbiert, und Ladungsträger werden generiert. Die Ladungsträger wandern durch Diffusion in die Quantenfilme, rekombinieren dort strahlend, und Licht wird emittiert. Der Abstand der Quantenfilme sollte so groß sein, dass sie in den Maxima des Stehwellenfeldes der Lichtleistung liegen, um eine möglichst hohe Verstärkung zu gewährleisten. Um ein möglichst effizientes Pumpen der Laserstruktur zu gewährleisten, sollte auch die Pumpwellenlänge λ_{Pump} möglichst gut vom Bragg-Spiegel reflektiert werden. Außerdem wird dadurch eine unnötige Erwärmung





Abbildung 6.1: Schematische Darstellung eines optisch gepumpten Halbleiter-Scheibenlasers. Der Resonator wird durch den Bragg-Spiegel und einen externen Spiegel gebildet.

Abbildung 6.2: Verlauf des Leitungsbandes eines Halbleiter-Scheibenlasers mit dazugehörigem Stehwellenfeld.

des Scheibenlasers verhindert. Um eine möglichst hohe Reflektivität sowohl für die Laserals auch für die Pumpwellenlänge zu erreichen, wird ein Doppelband-Bragg-Spiegel verwendet. In Abbildung 6.3 ist die Reflektivität eines solchen Spiegels über der Wellenlänge aufgetragen. Für die Laserwellenlänge (hier am Beispiel von $\lambda_{\text{Lase}} = 980 \,\text{nm}$) sieht man einen breiten hochreflektierenden Bereich mit Reflektivitäten höher als 0.999 für den senkrechten Einfall ($\theta = 0^{\circ}$). Für die Pumpwellenlänge (hier am Beispiel von $\lambda_{\text{Pump}} = 808 \text{ nm}$) sieht man einen zweiten Peak, mit ebenfalls hoher Reflektivität für einen Einfallswinkel von $\theta = 45^{\circ}$.

1.4

1.3

1.2 1.1



Layer Thickness (QWOT 1.0 0.9 ۵IAs Al_{0.2}Ga_{0.8}As 0.8 0 10 20 30 40 50 Laver Number

Abbildung 6.3: Simulierte Reflektivität des Doppelband-Bragg-Spiegels eines Scheibenlasers für die Einfallswinkel 0° und 45°.

Abbildung 6.4: Schichtdicken eines Doppelband-Bragg-Spiegels auf die $\lambda/4$ -Schichtdicke der Laserwellenlänge (980 nm) normiert (QWOT).

60



mit leicht abweichenden $\lambda/4$ -Schichten nötig, wie er in Abbildung 6.4 zu sehen ist (hier im Materialsystem AlGaAs). Die Schichtdicken sind auf die $\lambda/4$ -Schichtdicke der Laserwellenlänge normiert (*Quarter-Wave Optical Thickness*, QWOT). Die Schichtdicken liegen generell bei einem Viertel der Laserwellenlänge, allerdings überlagert mit einer zweiten Harmonischen, was ein periodisches Abweichen der QWOT-Dicke bedeutet. Das Design dieser Doppel-Bragg-Spiegel wurde für verschiedenste Laser- und Pumpwellenlängen im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe eines Simulationsprogrammes (Essential Macleod [5]) erstellt.

Der Vorteil der Scheibenlaser ist die Kombination von hoher Ausgangsleistung mit gleichzeitigem runden Strahlprofil und hoher Strahlqualität [162]–[164]. Desweiteren kann durch die Leistungserhöhung im Resonator der Scheibenlaser sehr gut zur Frequenzverdopplung, vor allem für den sichtbaren Bereich, eingesetzt werden [165],[166]. Hierzu kann ein nichtlinearer Kristall in den Resonator platziert werden, und mit einer geeigneten Bandpassfilterbeschichtung auf dem externen Resonator kann die verdoppelte Frequenz effektiv ausgekoppelt werden. Optische Beschichtungen haben an einem Scheibenlaser eine Vielzahl von Einsatzmöglichkeiten. Der externe Spiegel ist mit dielektrischen Beschichtungen versehen, um die notwendigen Reflektivitäten zu erreichen. Die Beschichtung der Oberfläche des Scheibenlasers ist eine weitere wichtige Einflussgröße, die im nächsten Abschnitt genauer betrachtet wird. Vor allem im AlGaInN-Materialsystem ist der Einsatz von dielektrischen Schichten als Bragg-Spiegel wichtig, was im letzten Teil dieses Abschnitts diskutiert wird.

6.1.1 Beschichtung der Oberfläche

Die Beschichtung der Oberfläche eines Scheibenlasers beeinflusst viele Parameter. Zum einen dient sie als Passivierung der Oberfläche und führt somit zu einer längeren Lebensdauer. Auch kann das Stehwellenfeld im Scheibenlaser gezielt manipuliert werden, und es kann durch die Beschichtung die Reflektivität der Oberfläche geändert werden. Dies hat aber einen Einfluss auf unterschiedlichste Größen. Es wird die Reflektivität sowohl für die Laserwellenlänge als auch für die Pumpwellenlänge verändert. Wird das Pumplicht im gesamten aktiven Bereich absorbiert (Barrierenpumpen), so reicht der zweifache Durchgang, um nahezu die gesamte Leistung zu absorbieren. Durch eine Erniedrigung der Oberflächenreflektivität durch eine Antireflexionsbeschichtung kann somit mehr Pumplicht in der aktiven Schicht absorbiert werden, die Schwelle des Lasers wird somit kleiner und die Effizienz größer. Durch den Energieunterschied zwischen Laser- und Pumplicht wird Wärme im Laser erzeugt. Um diesen Quantendefekt zu minimieren, können auch die Quantenfilme direkt gepumpt werden (Quantenfilmpumpen). Hierzu kann eine Pumpwellenlänge verwendet werden, die sich nur gering von der Laserwellenlänge unterscheidet. Es wird so wesentlich weniger Wärme entwickelt. Allerdings ist dann der Pumpbereich wesentlich kleiner, da die Quantenfilme mit einer Dicke von ca. 8 nm nur einen kleinen Teil der aktiven Struktur ausmachen. Das Pumplicht muss daher mehrfach die aktive Struktur passieren, damit möglichst viel Leistung absorbiert werden kann. Hierzu verwendet man das resonante Pumpen, bei dem eine Hochreflexionsschicht auf der Oberfläche verwendet
wird, die mit dem Bragg-Spiegel einen Resonator bildet. Da aber sowohl die Reflektivität der Pump-, als auch der Laserwellenlänge durch eine Beschichtung beeinflusst wird, kann die Auswirkung auf den Laser nicht durch eine einfache Aussage beschrieben werden. Im Folgenden werden drei Beispiele gegeben, wie Beschichtungen die Funktionsweise von Scheibenlasern beeinflussen können.

Antireflexionsbeschichtung für das Barrierenpumpen

Zum einen wirkt eine einfache Antireflexionsbeschichtung als Passivierung der Oberfläche. Zum anderen wird die Reflektivität von der Pump- und der Laserwellenlänge erniedrigt. Als Beispiel wird hier ein AlGaAs-Scheibenlaser mit GaInAs-Quantenfilmen verwendet, der mit einer $\lambda_{\text{Lase}}/4$ dicken Al₂O₃-Schicht versehen wurde. Gepumpt wird der Laser mit einer Wellenlänge mit 808 nm bei einem Einfallswinkel von ca. 30°. Dies ergibt eine Reduzierung der Reflektivität durch die Beschichtung für das Pumplicht von 0.3 auf 0.02. Der Laser wird bei 0°C betrieben, die Laserwellenlänge beträgt 980 nm und der externe Auskoppelspiegel hat eine Reflektivität von 0.98. In Abbildung 6.5 ist die Kennlinie des Scheibenlasers dargestellt. Im linken Teil ist die Ausgangsleistung über der Pumpleistung aufgetragen. Durch die AR-Beschichtung erhöht sich die Steigung der Kurve erheblich und die Schwellpumpleisung sinkt von 425 mW auf 300 mW. Dies liegt an dem höheren Anteil der Pumpleistung, der in die aktive Schicht durch die reduzierte Oberflächenreflektivität eindringen kann. Im rechten Teil ist die Ausgangsleistung über der absorbierten Pumpleistung aufgetragen. Im ersten Moment würde man hier keinen Unterschied mit und ohne Beschichtung erwarten. Es ist aber zu erkennen, dass mit AR-Beschichtung die Steigung, und somit die differentielle Effizienz η_{diff} von 34 % auf 50 % erhöht ist. Durch die Beschichtung kann nicht nur mehr Pumpleistung in die aktive Schicht gelangen, sondern die Laserleistung kann auch effektiver ausgekoppelt werden. Die gesamte Auskoppelreflektivität, aus Oberfläche, mit einer Reflektivität von 0.3 ohne und idealerweise 0 mit AR-Beschichtung und externem Spiegel (R=0.98), wird von 0.986 auf 0.98 reduziert. Dies beeinflusst die Schwellpumpleistung nur gering, die in beiden Fällen bei ca. 290 mW liegt. Allerdings ändert sich die Transmission an der Auskoppelseite von 1.4% ohne auf 2% mit AR-Beschichtung, was einer Erhöhung von 1.43 entspricht. Dies ist exakt der Wert, um den die Ausgangskennlinie mit Beschichtung in der rechten Hälfte von Abbildung 6.5 über der Kennlinie ohne Beschichtung liegt. Die Kennlinien enden jeweils bei beginnendem Überrollen. Es ist zu erkennen, dass mit Beschichtung eine fast doppelt so große maximale Ausgangsleistung erzielt werden kann. Somit zeigt sich, dass mit einer AR-Beschichtung sämtliche größen des Scheibenlasers signifikant verbessert werden können.

In Abbildung 6.6 ist die Lebensdauer des Scheibenlasers aufgetragen. Der Laser ohne Beschichtung zeigt eine schnelle Degradation der Ausgangsleistung schon innerhalb der ersten Stunden. Im Gegensatz dazu bleibt die Leistung des Lasers mit Beschichtung über einen weiten Zeitbereich nahezu konstant. Zu Beginn, in den ersten zwei Stunden, steigt die Kennlinie etwas an. In dieser Zeit geschieht die vollständige Passivierung der Oberfläche und wird durch die Lichtleistung und die Erwärmung ausgelöst. Nach diesem Einbrennen bleibt die Ausgangsleistung über einen Bereich von 20 Stunden konstant. Die





Abbildung 6.5: Kennlinien eines AlGaAs-Scheibenlasers mit und ohne Antireflexionsbeschichtung.

Abbildung 6.6: Langzeitmessung eines AlGaAs-Scheibenlasers mit und ohne Antireflexionsbeschichtung.

Messung wurde danach aus technischen Gründen abgebrochen, aber der sehr geringe Abfall bis zu dieser Zeit zeigt, dass die Lebensdauer durchaus beträchtlich verlängert werden konnte. Diese Messungen zeigen, dass die Passivierung der Oberfläche eine enorme Erhöhung der Lebensdauer des Scheibenlasers bewirkt.

Hochreflexionsbeschichtung für das Quantenfilmpumpen

Für das Quantenfilmpumpen wird das resonantes Pumpen benötigt, damit genügend Leistung in den Quantenfilmen absorbiert werden kann [167]. Es wird dazu eine weitere hochreflektierende Schicht auf der Oberfläche benötigt, die mit dem Bragg-Spiegel einen Resonator bildet. Dieser Oberflächenspiegel kann epitaktisch aufgewachsen werden, aber auch wie in dieser Arbeit aus dielektrischen Schichten bestehen. Die benötigte Reflektivität des Oberflächenspiegels hängt dabei stark von der Absorption in der aktiven Schicht, und somit von der Anzahl der Quantenfilme ab. Bei einer geringen Absorption, also einer kleinen Anzahl Quantenfilme, ist die Resonatorgüte hoch, das Licht wird optimal in den Resonator eingekoppelt und kann sehr oft die aktive Schicht durchqueren. Eine hohe Oberflächenreflektivität ist daher nötig. Wird die Anzahl der Quantenfilme erhöht, erhöht sich auch die gesamte Absorption im Resonator und die Güte wird kleiner. Damit steigt die Reflektivität an der Oberfläche, und weniger Pumplicht kann in den Resonator gelangen. Daher sollte bei erhöhter Absorption die Oberflächenreflektivität geringer sein. Es gibt somit ein Optimum zwischen Anzahl der Quantenfilme und der Oberflächenreflektivität. In Abbildung 6.7 ist dieser Zusammenhang für die Wellenlänge 850 nm und GaAs-Quantenfilme für den senkrechten Einfall simuliert. Dabei wurde die Reflektivität der Oberfläche durch die Anzahl der dielektrischen Schichtpaare für die Materialien Al₂O₃/Ta₂O₅ und SiO₂/TiO₂ eingestellt. Auf der Rückseite des Lasers bildet ein epitaktischer Bragg-Spiegel mit einer Reflektivität nahe 1 den zweiten Resonatorspiegel. Mit steigender Reflektivität steigt die absorbierte Leistung bis zum Maximum von 1. Danach fällt die Absorption mit weiter steigender Reflektivität wieder ab. Das Maximum ist abhängig von der Anzahl der Quantenfilme. Mit steigender Zahl von Quantenfilmen sind für die Absorptionsmaxima kleinere Reflektivitäten, und somit weniger Schichtpaare nötig.



Abbildung 6.7: Simulation der Absorption in Abhängigkeit der Reflektivitäten der Oberfläche für unterschiedliche Anzahlen von Quantenfilmen in der aktiven Schicht. Zusätzlich ist die Anzahl der Schichtpaare, die zum Erreichen der jeweiligen Reflektivität benötigt wird für Al₂O₃/Ta₂O₅ und SiO₂/TiO₂ aufgetragen. Auf der Rückseite des Scheibenlasers ist ein Bragg-Spiegel mit einer Reflektivität von $R \simeq 1$, die Pumpwellenlänge ist 850 nm mit senkrechtem Einfallswinkel.

Ergebnisse, welche die Auswirkung auf den Laser zeigen, sind zum derzeitigen Ergebnisstand noch nicht ausreichend vorhanden. Erste Messungen bestätigen bisher die Simulationen, werden aber nicht weiter betrachtet.

Veränderung des Stehwellenfeldes

Die Laserwellenlänge eines Scheibenlasers wird durch viele Faktoren beeinflusst. Durch die Gewinnkurve der Quantenfilme ist ein Wellenlängenbereich vorgegeben. Der Bragg-Spiegel und die resonante Gewinnstruktur geben ebenfalls eine Wellenlängenselektion vor. Diese Größen haben aber keinen strengen Einfluss auf die genaue Wellenlänge, vielmehr geben sie einen gewissen Wellenlängenbereich vor, der im Gesamten einen optimalen Gewinn ergibt. Einen starken Einfluss hat dagegen der Abstand zwischen dem Bragg-Spiegel und der Oberfläche des Scheibenlasers. Da durch den Übergang von Halbleitermaterial zu Luft ein Maximum im Stehwellenfeld der Lichtleistung erzwungen wird, stellt sich die Wellenlänge hierauf ein. Daher muss die Dicke aus resonanter Gewinnstruktur und Deckschicht eine bestimmte Größe haben. Da das Schichtmaterial in der aktiven Struktur vor allem aus Al-GaAs besteht, muss die Oberfläche aus einer ca. 5 nm dicken GaAs-Schicht bestehen, um ein Oxidieren des Halbleitermaterials zu verhindern. Auch wirkt diese Schicht als Elektronenbarriere und verhindert eine Oberflächenrekombination von freien Ladungsträgern. Da diese Schicht die Laserwellenlänge absorbiert und in einem Maximum der Leistung liegt, entsteht hier eine hohe Verlustwärme. Dies führt zu einer geringeren Effizienz und stärkerer Oberflächendegeneration und somit zu einer kleineren Lebensdauer. Für einen AlGaAs-Scheibenlaser mit GaAs-Quantenfilmen ist die Schichtstruktur anhand des Brechungsindex sowie das Stehwellenfeld der Lasermode in Abbildung 6.8 dargestellt. Die Quantenfilme liegen jeweils in den Maxima des Stehwellenfeldes. An der Oberfläche liegt die GaAs-Deckschicht, die Leistung hat hier ein Maximum.





Abbildung 6.8: Brechungsindex und Stehwellenfeld für einen Scheibenlaser ohne Beschichtung.

Abbildung 6.9: Brechungsindex und Stehwellenfeld für einen Scheibenlaser mit Beschichtung und reduzierter Halbleiterdicke.

Durch eine Veränderung der Schichtdicke zwischen dem letzten Quantenfilm und der Deckschicht kann die Lage der Deckschicht zum Stehwellenfeld nicht verändert werden. Vielmehr verändert sich die Laserwellenlänge so, dass sie wiederum ein Maximum an der Oberfläche hat. Die Laserwellenlänge würde somit aus dem Gewinn- und Bragg-Maximum herausschieben, und die Effizienz des Lasers würde sinken. Hingegen kann mit einer Beschichtung auf der Oberfläche und gleichzeitiger Verkleinerung der Halbleiterschicht die Lage der Deckschicht verändert werden, wie dies in Abbildung 6.9 dargestellt ist. Die Schichtdicke zwischen Deckschicht und letztem Quantenfilm wurde um $\lambda/4$ verringert, zusätzlich wurde eine AR-Beschichtung (Ta₂O₅) mit der Dicke von $\lambda/4$ auf die Oberfläche aufgebracht. Es ergibt sich wieder ein Maximum des Stehwellenfeldes an der Oberfläche, die absorbierende GaAs-Deckschicht liegt jetzt aber in einem Minimum. Anstatt einer AR-Beschichtung kann auch eine HR-Beschichtung verwendet werden, allerdings muss die Gesamtdicke immer ein ungerades Vielfaches von $\lambda/4$ haben. Mit dieser Möglichkeit kann die Degradation der Oberfläche verringert und die Lebensdauer des Scheibenlasers vergrößert werden. Desweiteren sollte sich die Effizienz des Lasers wegen der geringeren Absorption erhöhen. Erste Ergebnisse zeigen eine Verbesserung in der Lebensdauer durch diese Verschiebung der GaAs-Oberfläche, allerdings sind für eine ausführliche Beschreibung noch weitere Untersuchungen erforderlich.

6.1.2 Dielektrischer Bragg-Spiegel

In Zusammenarbeit mit der GaN-Gruppe wurde ein Scheibenlaser auf AlGaInN-Basis hergestellt. Dazu wurde auf einem Saphir-Substrat ein GaN-Buffer aufgebracht. Anschließend folgte die aktive Schicht aus mehreren Quantenfilmen und eine Deckschicht. Da im AlGaN-System die Herstellung von Bragg-Spiegeln durch den zu kleinen Brechungsindexunterschied zwischen GaN und AlN nicht einfach zu realisieren ist [168], wurde dieser mit dielektrischen Schichten hergestellt [169]–[171]. Die Wellenlänge des Scheibenlasers wurde auf 405 nm eingestellt, gepumpt wurde er unter einem Winkel von 40° mit einer Wellenlänge von 355 nm (frequenzverdreifachter Nd:YAG Laser). Nachdem die Beschichtungen aufgebracht wurden, sollte der Laser betrieben werden. Auf Grund der hohen Verluste durch das Saphir-Substrat und die erfolglose Substratentfernung konnte der Scheibenlaser nicht zum Lasen gebracht werden. Da in dieser Arbeit die optischen Schichten im Vordergrund stehen, soll im Folgenden auf die Charakterisierung des Bragg-Spiegels eingegangen werden.



Abbildung 6.10: REM-Bild des dielektrischen Bragg-Spiegels aus 18-Schichten. Auf einem GaAs-Substrat mit epitaktischer Schicht (grau/weiß) ist der Spiegel aufgebracht. Er besteht aus niederbrechendem SiO₂ (dunkelgrau), mit 67 nm Dicke, und aus hochbrechendem Ta₂O₅ (hellgrau), 45 nm dick.

In Abbildung 6.10 ist eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme des Bragg-Spiegels zu sehen. Die unterschiedlichen Schichten sind gut zu erkennen. Auf einem GaAs-Substrat mit undefinierter epitaktischer Schicht (weiß) wurde der Spiegel aus 18 Schichten aufgebracht. Das Material mit dem kleineren Brechungsindex ist SiO₂ mit einer Schichtdicke von 67 nm (dunkelgrau). Als hochbrechendes Material wurde Ta_2O_5 mit einer Dicke von 45 nm verwendet. Die Gesamtdicke beträgt somit ca. 1 µm. In Abbildung 6.11 ist die simulierte und gemessene Reflektivität über der Wellenlänge für den senkrechten Einfall dargestellt. Man sieht eine gute Übereinstimmung und eine hohe Reflektivität für die Laserwellenlänge von 405 nm. Zusätzlich ist die simulierte Reflektivität für einen Einfallswinkel von 40° für die Pumpwellenlänge dargestellt. Es ist zu erkennen, dass in diesem Fall kein Doppelband-Bragg-Spiegel nötig ist. Für einen schrägen Einfall liegt das Hochreflexionsband noch im Bereich von 355 nm, und eine gute Reflektivität für die Pumpwellenlänge ist gewährleistet.

Während der Herstellung der 18 Schichten wurden immer wieder Silizium-Teststücke aus dem Prozess heraus genommen. Daher konnte zusätzlich die Reflektivität für die Laserwellenlänge 405 nm für den senkrechten Einfall in Abhängigkeit von der Anzahl der Schichten untersucht werden, wie dies in Abbildung 6.12 dargestellt ist. Es ist ein Anstieg mit zunehmender Schichtzahl zu erkennen, wie es auch aus Gleichung (2.29) (S. 14) hervorgeht. Die gemessene und simulierte Kurve stimmen genau überein, und bei 18 Schichten ist eine Reflektivität über 0.995 erreicht, die für die Anwendung ausreicht. Zusätzlich ist die



1.00 0.95 0.90 Reflectivity 405 nm 0° 0.85 o·····o Simulated Measured 0.80 355 nm 40° 0.75 – – – Simulated 0.70 6 2 8 16 Δ 10 12 14 18 Number of Layers

Abbildung 6.11: Simulierte und gemessene Reflektivität über der Wellenlänge des dielektrischen Bragg-Spiegels mit 18 Schichten für den Winkel 0°. Zusätzlich die simulierte Kurve für 40°.

Abbildung 6.12: Simulierte und gemessene Reflektivität für 405 nm und 0° Einfallswinkel in Abhängigkeit der Anzahl der Schichten. Zusätzlich die simulierte Kurve für 40°.

simulierte Reflektivität für die Pumpwellenlänge 355 nm für einen Einfallswinkel von 40° abhängig von der Schichtanzahl aufgetragen. Auch hier ist zu erkennen, dass 18 Schichten ausreichen, um das Pumplicht effektiv reflektieren zu können. Desweiteren wurde die Stabilität der Schichten untersucht. Dafür wurde der Bragg-Spiegel in einem RTA-Ofen (*Rapid Thermal Annealing*) bei verschiedenen Temperaturen für 2 Minuten unter Stickstoffatmosphäre erhitzt unter Verwendung der jeweils gleichen Probe. In Abbildung 6.13 ist die spektrale Reflektivitäten für ein paar Temper-Temperaturen dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich die Kurven mit steigenden Temperaturen nach rechts zu größeren Wellenlängen verschieben. Auch sinkt die maximale Reflektivität für die Laserwellenlänge bei 405 nm mit steigender Temperature.





Abbildung 6.13: Reflektivität über der Wellenlänge für verschiedene Temper-Temperaturen.

Abbildung 6.14: Veränderung der Reflektivität für 405 nm und der Wellenlänge in Abhängigkeit der Temper-Temperatur.

Die Veränderung der Reflektivität für 405 nm ist in Abbildung 6.14 abhängig von der

Temper-Temperatur dargestellt. Man sieht, dass sich bis zu 800 °C die Reflektivität nicht nennenswert ändert. Erst für 900–1000 °C ist eine signifikante Verkleinerung der Reflektivität zu sehen. Desweiteren ist die Verschiebung der spektralen Reflektivität zu sehen. Hierbei wurde willkürlich der Punkt bei einer Reflektivität von 0.7 gewählt, wie dies in Abbildung 6.13 durch einen Pfeil dargestellt ist. Es ist eine Verschiebung von ca. 12 nm von 0–1000 °C zu erkennen. Diese Ergebnisse zeigen die hohe Stabilität der hier verwendeten Schichten. Über einen weiten Temperaturbereich ist nahezu keine Veränderung zu beobachten. Dies lässt auf die sehr hohe Qualität und Dichte der gesputterten Schichten schließen.

Der hier untersuchte dielektrische Bragg-Spiegel aus 9 Paaren SiO_2/Ta_2O_5 zeigt die erwarteten Reflektivitäten und verliert auch bei höheren Temperaturen nicht seine Eigenschaften. Somit kann dieser Spiegel hervorragend als Rückseiten-Bragg-Spiegel auch für höhere Leistungen eingesetzt werden.

6.2 VCSEL

Ein vor allem in der Datenübertragung weit verbreiteter Lasertyp ist der VCSEL (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) [172]–[174]. Er zeichnet sich durch ein rundes Strahlprofil bei kleineren Leistungen bis zu 1 W aus [175]. Prinzipiell gibt es zwei Arten, den Top-Emitter, bei dem das Licht aus der Epitaxieseite strahlt, und den Bottom-Emitter, hier wird das Licht durch das Substrat ausgestrahlt. Der Vorteil des Bottom-Emitters liegt darin, dass die Epitaxieseite direkt auf eine Wärmesenke gelötet werden kann, und somit durch eine bessere Kühlung höhere Leistungen erzielt werden können. In Abbildung 6.15 ist schematisch ein Bottom-Emitter dargestellt. Auf einem Substrat wird epitaktisch der n-Bragg Spiegel aufgewachsen, gefolgt von der aktiven Schicht, einer Stromblende und dem p-Bragg Spiegel. Beide Seiten werden mit Kontakten versehen, die geätzten Flanken sind passiviert. Durch die Stromblende kann die Größe des aktiven Bereiches eingestellt werden und somit auch das Strahlprofil und die maximale Lichtleistung. Der Resonator wird durch die zwei Bragg-Spiegel mit sehr hohen Reflekitvitäten (R > 0.99) gebildet. Durch den sehr kurzen Resonator ist ein VCSEL longitudinal einmodig. Ist das Substrat an der Unterseite nicht beschichtet, so ergibt sich hier durch den Ubergang von Halbleiter zu Luft eine Reflektivität von ca. 0.3 und es kommt zu einer Kopplung des Substratresonators mit dem eigentlichen Resonator. Da das Substrat um ein Vielfaches größer ist als der aktive Resonator, ist hier der Modenabstand sehr viel kleiner.

In Abbildung 6.16 sind die Ausgangskennlinien eines VCSELs mit und ohne Antireflexionsbeschichtung dargestellt. Das verwendete Materialsystem ist AlGaAs mit GaInAs-Quantenfilmen für eine Laserwellenlänge von 980 nm. Ohne Beschichtung besteht der VCSEL aus zwei gekoppelten Resonatoren. Durch die Erhöhung des Stroms kommt es zu einer Erwärmung des Bauelements. Dies führt zu einer Veränderung des Brechungsindex und somit zu einer Veränderung der optischen Dicke. Da die Temperaturänderung im aktiven Teil höher als im Substrat ist, kommt es je nach Stromstärke zu konstruktiver





Abbildung 6.15: Schematische Darstellung eines Bottom-Emitter VCSELs mit Lichtauskopplung durch das Substrat.

Abbildung 6.16: Ausgangsleistung eines Bottom-Emitter VCSELs mit und ohne Antireflexionsbeschichtung.

oder destruktiver Interferenz zwischen den zwei Resonatoren, was sich in einer drastischen Schwankung der Ausgangsleistung bemerkbar macht. Dies ist an der Kennlinie gut zu erkennen, die Ausgangsleistung moduliert mit dem Strom. Wird eine Antireflexionsschicht auf der Substratseite aufgebracht, so wird der Substratresonator unwirksam. Die Kurve mit Antireflexionsschicht zeigt eine glatte Laserkennlinie ohne Schwankungen. Für ein GaAs-Substrat kann für die Antireflexionsschicht am besten Y₂O₃ verwendet werden, da hier der Brechungsindex dem optimalen Brechungsindex $n_{opt} = \sqrt{n_{GaAs}}$ am nächsten kommt. Es kann damit die Reflektivität auf ca. 10^{-3} reduziert werden, was ausreicht, um den Substratresonator unwirksam zu machen.

Ein weiterer Vorteil des Bottom-Emitters ergibt sich daraus, dass der Substratresonator gezielt ausgenutzt werden kann, um z. B. durch eine Linse auf der Substratseite eine Beeinflussung des Strahlprofils, z. B. eine Fokussierung, zu erreichen [176]. In Abbildung 6.17 ist ein VCSEL dargestellt, der eine Linse auf der Substratseite integriert hat.



Abbildung 6.17: Bottom-Emitting VC-SEL mit integrierter Linse auf der Substratseite. Zwischen Substrat und Linse ist eine Antireflexionsbeschichtung aufgebracht, die Oberfläche der Linse kann je nach Anwendung mit einer AR- oder einer HR- Beschichtung versehen werden.

Eine solche Linse kann in das Halbleitermaterial geätzt oder mit Photolack aufgebracht werden. Es wird eine weitere Antireflexionsschicht zwischen dem Substrat und der Linse benötigt, falls die Linse aus einem anderen Material als dem Substrat besteht. Um eine möglichst niedrige Reflektivität zu erreichen, benötigt man ein Schichtmaterial mit einem Brechungsindex von $n_{opt} = \sqrt{n_{GaAs}n_{Lack}}$. Photolack hat einen Brechungsindex von ca. 1.5 und somit ergibt sich für ein GaAs-Substrat ein optimaler Brechungsindex der Antireflexionsschicht von ca. 2.3. Gut eignen sich somit für diesen Fall Ta₂O₅- oder TiO₂-Schichten. Die Schicht auf der Linse dient zum einen zum Schutz des Photolacks, zum anderen können mit einer Beschichtung auf der Linse auch die Eigenschaften des VC-SELs beeinflusst werden. Mit einer AR-Beschichtung dient die Linse als Fokussierung des Lichtstrahls [176]. Mit einer HR-Beschichtung entsteht ein externer Resonator und das Bauelement wird zum elektrisch gepumpten VECSEL [177],[178]. Es kann aber auch nur ein Teil der Linse (z. B. nur die Mitte) mit einer HR-Beschichtung bedeckt werden, womit die Form der Lasermode beeinflusst werden kann. Der Vorteil der Ionenstrahlsputterbeschichtung ist hierbei, dass die Linse durch die Beschichtung nicht erwärmt wird und ihre Form verliert, was bei anderen Beschichtungsverfahren durchaus der Fall wäre.

6.3 AlGaInN-Leuchtdioden

AlGaInN ist ein jüngeres Materialsystem in der Optoelektronik und ermöglicht die direkte Lichterzeugung vom blauen bis in den ultravioletten Bereich. Es ist auch Grundlage für die Erzeugung von weißem Licht auf Basis von Halbleitern [179], [180]. Da hierdurch ein großer Markt in der Beleuchtungstechnik eröffnet wird, ist es wichtig, möglichst effizient weißes Licht erzeugen zu können. Hierfür sind vor allem möglichst defektfreie Epitaxieschichten wichtig. Es hat sich die ELO-Epitaxie (Epitaxial Lateral Overgrowth) und hier im Speziellen die FACELO-Epitaxie (Facet-Assisted Epitaxial Lateral Overgrowth) als gute Methode herausgestellt [181], [182]. Bei der FACELO-Epitaxie wird auf ein Substrat (Saphir, SiC oder GaN) eine Pufferschicht aufgewachsen. Auf dieser wird SiO_2 aufgebracht und strukturiert. Beim folgenden Wachstumsschritt kann die Epitaxieschicht nur von den offenen Stellen weiterwachsen. Hierbei kann durch Veränderung der Wachstumsparameter die Wachstumsrichtung beeinflusst werden. Es kann dabei die Bildung von Dreiecken gefördert werden, wie dies in Abbildung 6.18 dargestellt ist. Die normale Wachstumsrichtung ist die [0001]-Richtung, senkrecht zum Substrat. Durch die polare Struktur des GaN weist dieses Halbleitermaterial starke piezoelektrische Effekte auf, was zu einer örtlichen Trennung von Elektronen und Löchern führt (Quantum Confined Starck Effekt). Dies reduziert die Effizienz der strahlenden Rekombination. Wird allerdings in $\langle 10\overline{1}1 \rangle$ - oder $\langle 11\overline{2}2 \rangle$ -Richtung gewachsen, wie dies bei der FACELO-Epitaxie durch die Ausbildung der Dreiecke der Fall ist, so zeigt sich, dass bei Flankenwinkeln von 58° bzw. 62° die piezoelektrischen Effekte reduziert sind [183]. Es wird daher eine höhere Effizienz der Leuchtdioden erwartet, die in dieser Richtung aufgewachsen werden können. Dafür wird eine aktive Schicht aus mehreren GaInN-Quantenfilmen und die p-GaN Schicht aufgebracht. Allerdings wächst p-GaN auf Grund der Magnesiumdotierung vor allem in horizontaler Richtung parallel zur Substratoberfläche [184]. Daher bleibt auf der Dreiecksspitze ein kleiner Bereich ohne p-Schicht. Wird abschließend der gesamte Bereich mit einer p-Metallisierung zur Kontaktierung aufgebracht, kann es zu Kurzschlüssen an der Dreiecksspitze kommen. Daher müssen diese Bereiche vorher passiviert werden. Die fertige LED-Struktur ist in Abbil-





dung 6.18 dargestellt [185].

Abbildung 6.18: Schematische Darstellung einer selektiv gewachsenen GaN-LED-Struktur.

Abbildung 6.19: Darstellung des Lift-off Prozesses zur Passivierung der Spitzen der Dreiecke.

Zur Passivierung wird die gesamte Struktur mit Photolack bedeckt, der anschließend soweit herunter geätzt wird, dass die Spitzen der Dreiecke frei sind. Danach kann unter einem sehr schrägen Winkel von beiden Seiten die Passivierung aufgebracht werden, wie dies in Abbildung 6.19 angedeutet ist. Es muss dabei möglichst schräg beschichtet werden, damit der Lack nicht vollständig bedeckt wird. Anschließend wird der Photolack mit einem Lösemittel entfernt (Lift-off Prozess), und die Passivierung bleibt auf den Spitzen übrig. In Abbildung 6.20 ist eine REM-Aufnahme der GaN-Dreiecksstruktur vor der Beschichtung dargestellt. Der Photolack bedeckt die Bereiche zwischen den Dreiecken, die Spitzen liegen dagegen frei.



Abbildung 6.20: REM-Bild der GaN-Diodenstruktur mit Fotolack zwischen den Dreiecken, nur die Spitze der Dreiecke ist frei von Lack.



Abbildung 6.21: REM-Bild der GaN-Diodenstruktur nach Beschichtung der Spitze der Dreiecke und Lift-off.

In Abbildung 6.21 ist die LED-Struktur nach dem Lift-off Prozess zu sehen. Die Bereiche zwischen den Dreiecken sind wieder frei, nur auf den Dreiecksspitzen liegt die Beschichtung. Als Material wurde Al_2O_3 verwendet, die Schichtdicke beträgt ca. 20 nm. Der Vorteil der Ionenstrahlsputterbeschichtung für diesen Prozess ist zum einen, dass sich das Substrat nicht erwärmt, da sonst der Photolack nicht mehr zu entfernen ist. Zum anderen kann der Beschichtungswinkel gut eingestellt werden. Nach der Beschichtung von einer Seite konnte das Substrat einfach in der Anlage gedreht werden, um auch von der anderen Seite beschichtet zu werden. Durch den sehr gerichteten Beschichtungsfluss ist es möglich, die Spitzen zu beschichten, aber gleichzeitig den Photolack zwischen den Dreiecken möglichst unbeschichtet zu belassen, was eine Voraussetzung für einen guten Lift-off Prozess ist.

In Abbildung 6.22 ist der Diodenstrom in Abhängigkeit der Spannung aufgetragen. In Rückwärtsrichtung sperrt die Diodenstruktur, in Vorwärtsrichtung fließt dagegen ein Strom. Es ist zu erkennen, dass der Strom mit Passivierungsschicht um eine Größenordnung geringer ist, als ohne. Die Isolierung verhindert einen hohen Strom über die Dreiecksspitze. Ohne Isolierung kann hier auf Grund des sehr dünnen p-GaN ein hoher Strom fließen.



Abbildung 6.22: Diodenstrom einer GaN-LED mit und ohne Passivierung der Dreiecksspitze.



Abbildung 6.23: Ausgangsleisung einer GaN-LED mit und ohne Passivierung der Dreiecksspitze.

Die Auswirkung der Passivierung ist auch in der Ausgangsleistung zu erkennen. Fließt der Strom durch den Kurzschluss vor allem über die Dreiecksspitze, können die Quantenfilme nicht effektiv gepumpt werden. Die Passivierung sorgt dafür, dass sich der Strom gleichmäßig über beide Dreiecksseiten verteilt. Dadurch werden die Quantenfilme gleichmäßig gepumpt und die Ausgangsleistung erhöht sich, wie dies in Abbildung 6.23 an der Ausgangskennlinie deutlich zu erkennen ist. Mit Passivierung ist die Ausgangsleistung bei gleichem Strom um ca. 20 % höher, als ohne eine Passivierungsschicht.

6.4 Photodetektoren

Für ein bidirektionales Kommunikationssystem wurde ein VCSEL als Sendeelement mit einem MSM-Photodetektor (*Metal Semiconductor Metal*) als Empfangselement hergestellt. Die Anordnung wurde so gewählt, dass beide Elemente gleichzeitig eine Glasfaser verwenden können, wie dies in Abbildung 6.24 zu sehen ist. Der relativ kleine VCSEL und die große Fingerstruktur des Detektors sind in einem Kreis mit einem Durchmesser von ca. 200 μ m untergebracht.



Abbildung 6.24: REM-Bild eines MSM-Photodetektor mit integriertem VCSEL.



Abbildung 6.25: Schematische Darstellung des MSM-Photodetektors (auf einem VC-SEL) mit Absorption des Lichts, Generation von Ladungsträgern und Drift zu den Kontakten.

Der epitaktische Schichtaufbau ist in Abbildung 6.25 dargestellt. Auf der VCSEL-Struktur, von der nur noch der obere p-Bragg-Spiegel angedeutet ist, wurde die Detektorstruktur aufgewachsen. Die Ätzstoppschicht dient zur Herstellung des VCSELs. Die intrinsische Absorptionsschicht ist ca. 1 µm dick und ist auf der Oberfläche mit ohmschen Kontakten versehen. Dabei wurde eine Fingerstruktur verwendet, wodurch jeweils die benachbarten Finger gegensätzlich gepolt werden. Somit bildet jedes Fingerpaar einen eigenen MSM-Photodetektor. Die Kontakte sind für die Hochfrequenzanwendung als Koplanarleitung angeordnet. Gelangt Licht in den Detektor, so werden freie Ladungsträger generiert, diese driften wegen der angelegten Spannung an die Kontaktfinger und erzeugen einen Photostrom [2],[186]. Die Ansprechempfindlichkeit eines Detektors wird von der externen Quantenausbeute η_{ext} bestimmt. Diese hängt von der Absorption α in der Schicht mit der Dicke d und der Reflexion R an der Oberfläche ab. Zusätzlich spielt das Verhältnis aus unbedeckter Fläche A_{in} zur Gesamtfläche A eine Rolle [187]

$$\eta_{\text{ext}} = (1 - R) \left(1 - e^{-\alpha d} \right) \frac{A_{\text{in}}}{A} .$$
 (6.1)

Um eine möglichst hohe Ansprechempfindlichkeit zu erreichen, sollte daher die Oberfläche mit einer Antireflexionsbeschichtung versehen werden, damit möglichst die gesamte Lichtleistung in die Absorptionsschicht gelangen kann. In Abbildung 6.26 ist die Ansprechempfindlichkeit von zwei verschiedenen Detektoren aufgetragen. Der Detektor wurde mit einer Wellenlänge von 823 nm bestrahlt. Einmal wurde nur der einzelne Detektor ohne eine untere VCSEL-Struktur, also ohne Bragg-Spiegel untersucht. Hier konnte mit einer Antireflexionsbeschichtung die Ansprechempfindlichkeit von 0.28 A/W auf 0.35 A/W erhöht werden. Für die Struktur mit einem Bragg-Spiegel unter dem Detektor liegt die Ansprechempfindlichkeit deutlich höher bei 0.39 A/W und konnte mit einer AR-Beschichtung auf 0.44 A/W erhöht werden. Für diesen Detektor lag das Verhältnis aus unbedeckter Fläche zur Gesamtfläche bei $A_{in}/A = 2/3$, was mit

$$\frac{I}{P} = \frac{q \cdot \lambda}{c \cdot h} \eta_{\text{ext}} \tag{6.2}$$

und einer angenommen vollständigen Absorption eine theoretische Empfindlichkeit von $0.442 \,\text{A/W}$ ergibt. Dies zeigt, dass mit einer AR-Beschichtung dieses theoretische Limit erreicht werden kann.



 10^{3} 10^{2} 10^{2} 10^{2} 10^{1} 10^{1} 10^{0} 10^{0} 10^{1} 10^{0} 10^{1} 10^{2} 10^{1} 10^{1} 10^{2} 10^{1} 10^{2} 10^{1} 10^{2} 10^{1} 10^{2} 10^{2} 10^{1} 10^{2} 10^{2} 10^{2} 10^{1} 10^{2} 1

Abbildung 6.26: Vergleich der Ansprechempfindlichkeiten von zwei unterschiedlichen MSM-Photodetektoren mit und ohne Antireflexionsbeschichtung.

Abbildung 6.27: Vergleich der Dunkelströme eines MSM-Photodetektors mit und ohne Antireflexionsbeschichtung.

Eine weitere wichtige Funktion der Beschichtung ist die Passivierung der Oberfläche. In Abbildung 6.27 ist der Unterschied der Dunkelströme von mehreren unterschiedlichen MSM-Photodetektoren mit und ohne Beschichtung zu sehen. Mit Beschichtung ist der Dunkelstrom um zwei Größenordnungen kleiner als ohne Beschichtung. Dies erhöht die minimale Empfindlichkeit, da das Verhältnis von Signal zu Hintergrundrauschen erhöht ist. Diese Ergebnisse zeigen deutlich die Notwendigkeit der Beschichtung von Photodetektoren, um deren Eigenschaften bestmöglich ausschöpfen zu können.

6.5 GaN-pH-Sensoren

Der pH-Wert einer Flüssigkeit beschreibt den negativen dekadischen Logarithmus der H₃O⁺-Konzentration c_+

$$pH-Wert = -\log c_+ . \tag{6.3}$$

Zur Messung kann die Oberflächenladung genutzt werden, die sich auf Grund der unterschiedlichen H_3O^+ -Konzentrationen auf dafür geeigneten Oberflächen einstellt. Oxide können hierfür wegen ihrer guten Reaktionsfähigkeit mit H_3O^+ -Ionen eingesetzt werden. Wegen ihrer chemischen Stabilität werden oft Al_2O_3 und das hier beschriebene TiO₂ verwendet [188]. Die Ionen lagern sich dabei an den Hydroxylgruppen des Oxides an. Die Oberflächenreaktionen können, hier am Beispiel von TiO₂, durch Gleichgewichtsreaktionen beschrieben werden [189]

$$\begin{split} \mathrm{TiOH} &+ \mathrm{H}_3\mathrm{O}^+ \, \longleftrightarrow \, \mathrm{TiOH}_2^+ + \mathrm{H}_2\mathrm{O} & \text{ für } \mathrm{pH} \! < \! 7 \\ \mathrm{TiOH} &+ \mathrm{OH}^- \, \longleftrightarrow \, \mathrm{TiO}^- \, + \mathrm{H}_2\mathrm{O} & \text{ für } \mathrm{pH} \! > \! 7 \ , \end{split}$$

die für Säuren (pH < 7) eine positiv geladene und für Basen (pH > 7) eine negativ geladene Oberfläche erzeugen. Dieses Oberflächenpotential $V_{\rm S}$ hängt von der Konzentration der H₃O⁺-Ionen sowie von der Temperatur T ab und kann durch die Nernst-Gleichung [189]

$$V_{\rm S} = V_0 + \frac{k_{\rm B}T}{q} \ln c_+ \tag{6.4}$$

beschrieben werden. Der konstante Anteil des Oberflächenpotentials V_0 hängt von der Oberfläche und somit vom verwendeten Material ab. Mit Gleichung (6.3) kann die Oberflächenpotentialänderung $\Delta V_{\rm S}$ in Abhängigkeit des pH-Wertes angegeben werden

$$\Delta V_{\rm S} = -2.303 \frac{k_{\rm B}T}{q} \Delta p \mathcal{H} = -59.2 \,\mathrm{mV} \cdot \Delta p \mathcal{H} \,. \tag{6.5}$$

Für die elektrische Messung des pH-Wertes einer Flüssigkeit können ionensensitive Feldeffekttransistoren (*Ion-Sensitive Field-Effect Transistor*, ISFET) verwendet werden [190]. Im Speziellen wird hier ein AlGaN/GaN-HEMT (*High Electron Mobility Transistor*) beschrieben, der auf Grund der hohen chemischen Stabilität auch in hochkonzentrierten Säuren und Basen eingesetzt werden kann. Dabei wird die Gate-Metallisierung durch ein Oxid, in diesem Fall TiO₂, und der Flüssigkeit (Elektrolyt) ersetzt. Der Aufbau eines solchen Transistors ist in Abbildung 6.28 dargestellt. Durch das Oberflächenpotential des Gateoxids wird die Besetzung des 2-dimensionalen Elektronengases (2DEG) verändert und somit der Transistor gesteuert [190].

Verglichen wurde das in dieser Arbeit gesputterte TiO_2 mit einem aus Titan durch thermische Oxidation hergestelltem Titanoxid. In Abbildung 6.29 ist der Leckstrom für beide Oxide aufgetragen. Gemessen wurden die auf Si-Substrat aufgebrachten Oxide mit 80 µm entfernten Messspitzen. Es ist zu erkennen, dass der Leckstrom von 50 nm dickem gesputtertem TiO₂ um mehr als eine Größenordnung geringer ist, als bei 100 nm dickem





Abbildung 6.28: Schematische Darstellung eines GaN-HEMTs mit TiO_2 als Gateoxid zur Detektion des pH-Werts von Flüssigkeiten.

Abbildung 6.29: Vergleich der Leckströme für thermisch oxidiertes und gesputtertes TiO_2 .

thermischen TiO₂. Daraus lässt sich eine höhere Kompaktheit für gesputtertes gegenüber thermischem TiO₂ schließen. Dies zeigt sich auch in der Impedanzspektroskopie. Gesputtertes TiO₂ ergibt nur eine kapazitive Kopplung zwischen Halbleiter und Oxidoberfläche, wohingegen das thermische TiO₂ einen zusätzlichen ohmschen Pfad ausbildet. Dies lässt auf Diffusionen von Ionen durch das thermische Oxid schließen, was beim gesputterten Oxid durch die hohe Dichte nicht passiert. Es wird daher für die Sensoren mit gesputtertem TiO₂ als Gateoxid eine größere Langzeitstabilität erwartet.

Die Transferkennlinie eines GaN-ISFETs ist in Abbildung 6.30 dargestellt. Der Drainstrom $I_{\rm D}$ ist dabei von der Gatespannung $U_{\rm GS}$ abhängig. Diese wird über eine Platinelektrode in der Flüssigkeit eingestellt. Je nach pH-Wert ändert sich das Oberflächenpotential auf dem Gateoxid und die Transferkennlinie verschiebt sich zu größeren oder kleineren Gatespannungen.

Zur Messung des pH-Wertes wird der Detektor bei konstantem Drainstrom gehalten. Je nach pH-Wert muss dann eine andere Gatespannung durch die Platinelektrode eingestellt werden. Es ergeben sich somit Messkurven, wie in Abbildung 6.31 dargestellt, die eine Steigung und somit Empfindlichkeit von 54–60 mV/pH ergeben. Diese Größenordnung wird auch aus Gleichung (6.5) erwartet. Die Kurven von gesputtertem und thermisch oxidiertem TiO₂ zeigen eine ähnliche Steigung, allerdings bei unterschiedlichen Gatespannungen, was auf den unterschiedlichen konstanten Anteil des Oberflächenpotentials V_0 zurückgeführt werden kann. Zur Untersuchung der chemischen Stabilität wurden die Sensoren 7.5 Stunden in 60 °C warmer 4%iger Natronlauge (NaOH) und anschließend 2.5 Stunden in 0.65%iger Salpetersäure (HNO₃) bei Raumtemperatur gealtert. Es zeigt sich, dass die Steigung und somit die Empfindlichkeit bei beiden Oxiden nahezu gleich bleibt. Allerdings ändert sich die Lage der Messkurven. Beim gesputterten TiO₂ liegt die Verschiebung und somit die Veränderung im konstanten Anteil des Oberflächenpotentials bei ca. 150 mV, beim thermisch oxidierten TiO₂ dagegen bei 600 mV. Durch die Veränderung





Abbildung 6.30: Transferkennlinie eines GaN-ISFETs mit TiO_2 als Gateoxid. Die Kennlinie verschiebt sich abhängig vom pH-Wert.

Abbildung 6.31: Vergleich der Empfindlichkeit des Transistors abhängig vom verwendeten Oxid vor und nach den Alterungstests.

des konstanten Anteils des Oberflächenpotentials kann auf eine langsame Degradation des Oxides und somit auf eine Reduzierung der Lebensdauer geschlossen werden. Dies zeigt, dass gesputtertes Oxid durch die Kompaktheit und Stöchiometrie eine hohe chemische Stabilität besitzt und somit gut für den Einsatz als Gateoxid von pH-Sensoren geeignet ist.

6.6 Diamant-Transistoren

Auch in der Elektronik wird für Transistoren an neuen Materialsystemen geforscht. Neben Siliziumkarbid ist Diamant ein vielversprechendes Halbleitermaterial. Durch den hohen Bandabstand sollten Transistoren aus diesen Materialien für hohe Leistungen in Umgebungen mit hoher Temperatur oder hoher Strahlung einsetzbar sein. Für Transistoren auf Diamantbasis ist der MOSFET (*Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor*) eine Möglichkeit der Realisierung [191],[192]. Da bei einem MOSFET der Drainstrom $I_{\rm D}$, die Steilheit $g_{\rm m}$ und die Grenzfrequenz $f_{\rm T}$ direkt proportional zur Gatekapazität $C_{\rm G}$ sind, sollte diese möglichst groß sein [193]. Die Gatekapazität hängt von der Oxiddicke d, der Fläche A und der relativen Dielektrizitätskonstante $\overline{\varepsilon}_{\rm r}$ ab

$$C_{\rm G} = \frac{\overline{\varepsilon}_{\rm r} \varepsilon_0 A}{d} \,. \tag{6.6}$$

Um einen möglichst geringen Leckstrom gewährleisten zu können, sollte die Schichtdicke des Oxids möglichst groß sein. Desweiteren sollten für Hochfrequenzanwendungen Abmessungen verkleinert werden, die auch die Fläche des Gateoxids verkleinern. Um trotzdem eine möglichst große Kapazität zu erreichen, muss die relative Dielektrizitätskonstante $\overline{\varepsilon}_{\rm r}$ des Gateoxids vergrößert werden. Solche Materialien werden auch als high- κ bzw. high-kbezeichnet [194]–[196]. Diese werden meist mit der zeitintensiven Atomlagenbeschichtung (*Atomic Layer Deposition*, ALD) hergestellt [197]–[200]. Hierfür kann die Ionenstrahlsputterbeschichtung eine zeit- und kostengünstigere Alternative bei gleichzeitiger hoher Schichtqualität und Dichte darstellen. In der Elektronik werden Frequenzen bis in den Gigahertz-Bereich verwendet. Die relative Dielektrizitätskonstante wird damit sowohl von der atomaren als auch von der ionischen Polarisation beeinflusst (siehe Abbildung 2.18, Seite 19). Daher ergeben sich höhere Werte für $\bar{\varepsilon}_{\rm r}$ als für optische Frequenzen. In Tabelle 6.1 sind für die in dieser Arbeit verwendeten Oxide die relativen Dielektrizitätskonstanten für Frequenzen angegeben, die typisch für elektronische Schaltung um die 1 GHz liegen. Zum Vergleich sind die relativen Dielektrizitätskonstanten für eine Wellenlänge von 1000 nm dargestellt, wie sie in optischen Anwendungen vorkommen. Der Einfluss der ionischen Polarisation ist durch den Unterschied erkennbar.

Relative Dielektrizitätskonstante $\overline{\varepsilon}_{\rm r}$	SiO_2	$\mathrm{Al}_2\mathrm{O}_3$	Y_2O_3	$\mathrm{Ta}_{2}\mathrm{O}_{5}$	${\rm TiO}_2$
für z. B. $f = 1 \text{ GHz}$	3.9	8-11	12–18	25-26	50-90
für $\lambda = 1000 \mathrm{nm}, f = 3 \cdot 10^{14} \mathrm{Hz}$	2.22	2.75	3.77	4.34	5.55

Tabelle 6.1: Werte der relativen Dielektrizitätskonstante für elektronische Frequenzen von 1 GHz [22],[195] und für optische Frequenzen von $3 \cdot 10^{14}$ Hz, das einer Wellenlänge von 1000 nm entspricht.

Auf Grund früherer Veröffentlichungen wurde Al_2O_3 als Gateoxid verwendet, allerdings sind mit beispielsweise Ta₂O₅ weitere Verbesserungen der Transistoren durch die Erhöhung der Gatekapazität zu erwarten. In Abbildung 6.32 ist der prinzipielle Aufbau eines Transistors auf Diamantbasis dargestellt. Auf einem Diamant-Substrat wird eine intrinsische Pufferschicht mittels CVD aufgebracht. Anschließend folgt eine dünne Schicht mit einer δ -Dotierung, die den eigentlichen Kanal darstellt. Abschließend wird noch eine nahezu intrinsische Schicht aufgebracht, die den leitenden Kanal von der Oberfläche trennt.



Abbildung 6.32: Schematische Darstellung eines p-Typ MOSFET-Transistors auf Diamantbasis.



Abbildung 6.33: Lichtmikroskopische Aufnahme eines MOSFET-Transistors auf Diamantbasis.

Da diese Schicht nicht vollständig nichtleitend ist, sondern größere Leckströme aufweisen kann, wird die Oberfläche unterhalb des Gates mit einer Schicht Al_2O_3 versehen, die eine

Steuerung des Kanals durch das Gatemetall erlaubt. Bisher können diamantbasierende Transistoren für Anwendungen bei Raumtemperatur nur als p-Typ hergestellt werden, da die n-Dotierung erst ab höheren Temperaturen aktiviert wird. In Abbildung 6.33 ist eine lichtmikroskopische Aufnahme eines MOSFET-Transistors gezeigt. Die Source- und Drainkontakte sind als Koplanarleitung für die Hochfrequenzanwendung angeordnet. Der Gatekontakt, der auf dem 25 nm dicken Al₂O₃ aufgebracht ist, hat eine Gatelänge von $l_{\rm G} = 750$ nm und eine Gateweite von $W_{\rm G} = 50 \,\mu$ m. In Abbildung 6.34 ist ein Ausgangskennlinienfeld für einen solchen p-Typ MOSFET aufgetragen. Die Kennlinie zeigt eine Steuerbarkeit der Ausgangskennlinie mit der Gatespannung. Der Transistor lässt sich allerdings auf Grund der hohen Leitfähigkeit nicht komplett abschnüren. Es konnten aber Ausgangsströme von -14 mA/mm bei Raumtemperatur erreicht werden, was ein gutes Ergebnis ist.





Abbildung 6.34: Ausgangskennlinie eines diamantbasierenden p-Typ MOSFETs mit gesputtertem Al_2O_3 als Gateoxid.

Abbildung 6.35: Durchbruchfeldstärke von gesputtertem Al_2O_3 in Abhängigkeit der Schichtdicke und der Temper-Temperatur.

Für das Gateoxid ist es wichtig, dass das verwendete Material eine hohe Durchbruchfeldstärke besitzt, damit eine genügend hohe Gatespannung angelegt werden kann. Zur Untersuchung des in dieser Arbeit gesputterten Al_2O_3 wurden Sandwich-Strukturen hergestellt. Siliziumsubstrat wurde dafür mit unterschiedlich dickem Al_2O_3 beschichtet, das mit runden Aluminiumfeldern abgedeckt wurde. Es konnte so die Durchbruchfeldstärke in Abhängigkeit der Schichtdicke bestimmt werden. Zusätzlich wurde das Oxid vor der Metallisierung noch für eine Minute bei verschiedenen Temperaturen in einem RTA-Ofen getempert. In Abbildung 6.35 sind die Ergebnisse dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Schichtdicke und die Temper-Temperatur nur einen geringen Einfluss auf die Durchbruchfeldstärke haben. Generell kann eine Durchbruchfeldstärke von 10–15 MV/cm ermittelt werden, was bei einer Oxiddicke von 25 nm einer maximalen Gatespannung von 25 V entspricht.

Mit diesen Ergebnissen zeigen ionenstrahlgesputterte Schichten einmal mehr ihren großen Einsatzbereich, nicht nur für optische Anwendungen. Die Ionenstrahlsputterbeschichtung

kann in Zukunft eine gute Möglichkeit zur Herstellung von Gateoxiden für die nächste Generation von hochintegrierten Schaltungen, wie Prozessoren oder Speicher sein.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, eine reaktive Ionenstrahlsputterbeschichtungsanlage aufzubauen und deren Beschichtungsparameter so zu optimieren, dass optisch hochwertige Schichten hergestellt werden können. Diese sollten dann als Ver- und Entspiegelungsschichten untersucht und als Anwendung, vor allem für kantenemittierende Halbleiterlaser, verwenden werden.

Zu Beginn dieser Arbeit wurde eine Anlage konstruiert und aufgebaut, mit der reaktive Ionenstrahlsputterbeschichtung möglich ist. Da die Anlage aus unabhängigen Komponenten besteht, bleibt eine hohe Flexibilität erhalten, die viele Möglichkeiten für Umrüstungen und Veränderungen erlaubt. Für eine möglichst große Standzeit des Systems wurden als Ionenstrahlquellen filamentfreie ICP-Quellen sowie filamentfreie Strahlneutralisatoren verwendet. Um optisch hochwertige und absorptionsfreie Schichten herstellen zu können, ist ein möglichst sauberes Vakuum erforderlich, welches durch ölfreie Pumpsysteme sowohl für die Kammer als auch für die Schleuse gewährleistet wird. Zur Optimierung der Prozessparameter wurde ein bestehender Messplatz für die photothermische Ablenkung so umgebaut, dass es möglich war, die sehr geringen Absorptionswerte der dielektischen Schichten zu messen. Mit Hilfe dieser Messmethode wurde vor allem der Sauerstoffpartialdruck, welcher einen großen Einfluss auf die Qualität der Schichten hat, aber auch die Position des Substrates so optimiert, damit möglichst kleine Absorptionen erreicht werden können. Auch absolute Absorptionswerte konnten mit dieser Methode gemessen werden, die Extinktionskoeffizienten im Bereich von 10^{-3} bis 10^{-5} ergaben, was mit anderen Veröffentlichungen vergleichbar ist. Durch die homogenen und dichten Schichten ergeben sich Verluste durch Streuung, die in Bereichen kleiner als 10^{-8} liegen und somit vernachlässigbar sind. Es wurden fünf verschiedene dielektrische Materialien untersucht, SiO₂, Al₂O₃, Y₂O₃, Ta₂O₅ und TiO₂, die einen Bereich des Brechungsindex von ca. 1.4 bis 2.4 abdecken und somit eine Vielzahl von Einsatzmöglichkeiten eröffnen. Um optische Schichten gezielt einsetzen zu können ist es wichtig, die optischen Größen möglichst genau bestimmen zu können. Hier steht vor allem der komplexe Brechungsindex im Vordergrund, der sowohl die Reflexion, die Transmission wie auch die Absorption

in Abhängigkeit der Schichtdicke beeinflusst. Während dieser Arbeit wurde zur Bestimmung des wellenlängenabhängigen Brechungsindex die spektrale Transmission verwendet. Zusätzlich wurden die verschiedenen Schichten extern mittels der spektralen Ellipsometrie vermessen. Der Vergleich der Ergebnisse ergab eine gute Übereinstimmung beider Messmethoden, und die ermittelten Werte konnten für die weiteren Anwendungen verwendet werden.

Die Beschichtung von kantenemittierenden Halbleiterlasern war die Hauptanwendung für diese Arbeit. Wird eine Laserfacette beschichtet, so verändert sich zum einen die Reflektivität, zum anderen wird die Oberfläche passiviert. Mit der Änderung der Reflektivität werden die Eigenschaften des Lasers, wie beispielsweise der Schwellstrom oder die differentielle Quanteneffizienz, beeinflusst. Mit einer AR/HR-Beschichtung wird erreicht, dass nahezu die gesamte Lichtleistung aus nur einer Facette ausgekoppelt wird, was für die normale Anwendung eines Lasers unerlässlich ist. Zur Bestimmung der Facettenreflektivität, vor allem von sehr kleinen Werten, wurde die Messung mittels der Gewinnmodulation, die auch als Hakki-Paoli Methode bekannt ist, genauer untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass die Methode für Single-Mode Laser verlässliche Ergebnisse liefert. Es konnten somit Werte für Facettenreflektivitäten bis zu 10^{-4} erfolgreich gemessen werden. Durch eine gezielte Verwendung von stark winkelabhängigen Beschichtungen konnte die Form des Fernfeldes verändert werden. In der schnellen Achse war es damit möglich den $1/e^2$ -Fernfeldwinkel von 68° auf 58° zu verkleinern, was eine Vereinfachung für die Kollimierung und die Fokussierung des Laserstrahls bedeutet. Die Passivierung der Laserfacetten wurde ebenfalls untersucht. Hierbei konnte mit Hilfe eines Vorsputterprozesses und anschließender Beschichtung die interne Leistungsdichte gegenüber unbeschichteten Facetten um $43\,\%$ auf 21.8 MW/cm² erhöht werden. Die on-wafer Beschichtung ist eine weitere Verbesserung der Herstellung von Lasern, da hier die Facetten ohne Kontakt mit Luft direkt auf dem Wafer im Vakuum passiviert werden können. Da dies mittels der Ionenstrahlsputterbeschichtung möglich ist, wurde dies beispielhaft mit AR/HR-Beschichtungen erfolgreich gezeigt.

Zum Abschluss dieser Arbeit wurden noch verschiedene Anwendung aufgezeigt, die während dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit anderen Gruppen gemacht wurden. Dabei stand vor allem die Beschichtung von Scheibenlasern im Vordergrund. Bei diesem noch relativ jungen Halbleiterlasertyp können durch Beschichtungen eine ganze Reihe von Parametern beeinflusst werden. Durch eine AR-Beschichtung auf der Oberfläche konnten insbesondere die Lebensdauer und die Effizienz erheblich gesteigert werden. Desweiteren konnte nicht nur die Verbesserung der optischen Eigenschaften von VCSELn, Detektoren und GaN-LEDs gezeigt werden, sondern auch in der Elektronik und Sensorik wurden die Beschichtungen erfolgreich eingesetzt. Die in dieser Arbeit hergestellten Schichten konnten somit ihre Stärke in einer Vielzahl von Einsatzmöglichkeiten unter Beweis stellen. Dies ist zum einen der hohen Qualität und Dichte der Schichten und zum anderen der Verwendbarkeit der Ionenstrahlsputterbeschichtung im Lift-off Verfahren zu verdanken.

Ausblick

Wie bereits in der Beschreibung der Anlage angedeutet, ist am Ende dieser Arbeit der Aufbau der Ionenstrahlsputterbeschichtungsanlage durch den Einbau einer zweiten ICP-Ionenstrahlquelle vervollständigt worden. Mit dieser Hilfsquelle kann durch den zusätzlichen Energieeintrag der Ionen die Schichtqualität noch weiter erhöht werden. Es sollten somit Schichten mit noch geringeren Absorptionen herstellbar sein. Außerdem kann diese zweite Quelle zur Vorreinigung von Laserfacetten verwendet werden, um somit die Lebensdauer von Halbleiterlasern weiter zu erhöhen. Die Anlage ist außerdem so konzipiert worden, dass sie durch ihr modulares Schleusensystem problemlos mit einem weiteren Vakuumsystem verbunden werden kann. Es ist somit möglich eine Trockenätzanlage, z. B. ein CAIBE- oder ein RIBE-System, mit der Beschichtungsanlage zu verbinden. Es können damit die Facetten von Hochleistungslasern trockengeätzt, im Vakuum durch das gemeinsame Schleusensystem in die Beschichtungsanlage transferiert und dann ohne Kontakt mit Luft direkt mit hochqualitativen Passivierungen beschichtet werden. Es sollte so möglich sein, Laser mit sehr hohen COMD-Schwellen und langen Lebensdauern herstellen zu können.

Die Verbesserung von Scheibenlasern durch geeignete Beschichtungen der Oberfläche steht bisher noch am Anfang. Die enorme Steigerung der Lebensdauer und der Effizienz zeigt das große Potential, welches in der Beschichtung der Oberfläche steckt. Weitere systematische Untersuchungen, eventuell auch mit anderen Materialien, sind daher unerlässlich, um weitere Leistungs- und Lebensdauererhöhungen realisieren zu können.

Anhang A

Formelzeichen und Abkürzungen

Verwendete Formelzeichen

A	Absorption
	Fläche
$A_{\rm in}$	Unbedeckte Detektorfläche
\vec{B}	Magnetische Induktion
$C_{\rm G}$	Gatekapazität
c_+	H_3O^+ -Konzentration
$c_{\rm m}$	Spezifische Wärmekapazität
\vec{D}	Dielektrische Verschiebung
d	Quantenfilmdicke
d_r	Schichtdicke der Schicht r
\vec{E}	Elektrisches Feld
$E_{\rm B}$	Bindungsenergie
$E_{\rm G}$	Bandlückenenergie
$E_{\rm I}$	Ionenenergie
$\vec{E}_{ m lok}$	Lokales Feld
E_{T}	Energie von gesputtertem Targetmaterial
F	Kraft
$F_{\rm A}, F_{\rm I}$	Federsteifigkeit der atomaren bzw. ionischen Polarisation
f	Frequenz
f_{T}	Grenzfrequenz
g	Gewinn
$g_{ m m}$	Steilheit
$g_{ m th}$	Schwellgewinn
\vec{H}	Magnetische Feldstärke
Ι	Strom
$I_{\rm B}$	Ionenstrahlstrom
$I_{\rm C}$	Kathodenstrom
$I_{\rm D}$	Drainstrom
$I_{ m th}$	Schwellstrom

$I_{ m th}^*$	Schwellstrom mit Beschichtung
$I_{ m tr}$	Transparenzstrom
J	Stromdichte
$J_{ m tr}$	Transparenzstromdichte
k	Imaginärteil des Brechungsindex bzw. Extinktionskoeffizient
\vec{k}	Ausbreitungsrichtung
k_0	Vakuumwellenzahl
k	Thermische Diffusionsfähigkeit
k_{m} k_{m} k_{m}	Wellenzahl in r_{-} u_{-} und z_{-} Bichtung
k_x, k_y, k_z	Kritische Wellenzahl in r -Richtung
L	Laserlänge
	Catelänge
1 1	Thormische Diffusionslänge
$u_{\rm m}$	Molmasso
111	Angehl der ausbreitungefähigen Meden
***	Intensitätameduletion
111	
mI	Magga singa Tangatatang
m_{T}	Masse eines Targetatoms
1 V	Ladungstragerdichte
λτ	Anzani der Dipolmomente pro Volumen
$\frac{1}{-}$	Transparenziadungstragerdichte
n	Brechungsindex
<u>n</u>	Realten des Brechungsindex
n_0, n_r, n_S	Breenungindex von Einfallsmedium, Schicht r und Substrat
$n_{ m eff}$	Enektiver Brechungsindex
$n_{\rm H}, n_{\rm L}$	Brechungsindex der nochbrechenden bzw. niederbrechenden Schlicht
P	Polarisation
P	Leistung
P_0	Pumpleistung
$P_{\rm AR}, P_{\rm HR}$	Leistung der Facette mit AR- bzw. HR-Beschichtung
$P_{\rm int}$	Interne Leistung
$P_{\rm out}$	Auberhalb gemessene Leistung
p_0	Permanentes Dipolmoment
Q	Erzeugte Warme pro Volumen
R	Intensitatsreflexionkoeffizient, Reflektivitat bzw. Reflexion
R_1, R_2	Facettenreflektivität der Facette 1 bzw. 2
R_1^{\star}, R_2^{\star}	Facettenreflektivität der Facette 1 bzw. 2 mit Beschichtung
$R_{\rm AR}, R_{\rm HR}$	Reflektivität der Facette mit AR- bzw. HR-Beschichtung
$R_{\mathrm{Tilt}}(\theta)$	Reflektivität einer verkippten Facette
r	Raumrichtung
r_{P}	Radius des Pumpstrahls
S	Streuung
T'	Transmission
_	Temperatur
$T_{\rm B}$	Schmelztemperatur

$T_{\rm M}$	Siedetemperatur
$T_{\rm max}, T_{\rm min}$	Einhüllende der Maxima und Minima der Transmission
$T_{\rm S}$	Transmission durch ein Substrat
$T_{Sub.}$	Substrattemperatur
t	Zeit
U_{A}	Beschleunigungsspannung
$U_{\rm B}$	Strahlspannung
	Entladungsspannung
$U_{\rm GS}$	Gatespannung
V_0	Konstanter Anteil des Oberflächenpotentials
$\dot{V_{S}}$	Oberflächenpotential
\tilde{W}	Laserbreite
$W_{\rm G}$	Gateweite
x, y, z	Raumrichtungen
Y	Optische Eingangsimpedanz
	Ausbeute
z	Elektronenzahl
$z_{ m B}$	Ravleigh-Länge
α	Absorptionskoeffizient
$\alpha_{\rm A}, \alpha_{\rm I}$	Atomare und ionische Polarisierbarkeit
α_{i}	Interne Verluste
β	Ausbreitungskonstante
1	Substratwinkel zum Target
Γ	Füllfaktor
Γq_0	Modengewinnparameter
$\Gamma q_{ m th}$	Modaler Schwellgewinn
$\gamma_{\rm A}, \gamma_{\rm I},$	Dämpfungsfaktor der atomaren und ionischen Polarisation
Δ	Phasendifferenz
Δn	Unterschied der effektiven Brechungsindizes
$\Delta V_{\rm S}$	Oberflächenpotentialänderung
$\Delta \lambda$	Modenabstand
$\Delta \lambda_{ m Res}$	Messbandbreite
δ_r	Gangunterschied bzw. Phasendicke der Schicht r
$\delta_{ m rms}$	Rauigkeit
$\overline{\varepsilon}_{ m r}$	Relative Dielektrizitätskonstante
$\varepsilon'_{ m r}$	Realteil der relativen Dielektrizitätskonstante
$\varepsilon_{ m r}''$	Imaginärteil der relativen Dielektrizitätskonstante
$\eta_{ m d}$	Differenzielle Quanteneffizienz
$\eta_{ m diff}$	Differenzielle Effizienz
η_{ext}	Externe Quantenausbeute
$\eta_{r,\mathrm{s}}, \ \eta_{r,\mathrm{p}}$	Modifizierte optische Admittanz der Schicht r für die s - bzw. p-Polarisation
θ	Einfallswinkel von Licht auf eine Grenzschicht
	Einfallswinkel eines Ionenstrahls auf ein Target
$ heta_{ m B}$	Brewster-Winkel
$ heta_{ m C}$	Kritischer Winkel der Totalreflexion

$\Theta_x, \Theta_y,$	Fernfeldwinkel in x - und y -Richtung
$\kappa_{ m m}$	Thermische Leitfähigkeit
λ	Wellenlänge
$\lambda_{ m Lase}$	Laserwellenlänge
$\lambda_{ m Pump}$	Pumpwellenlänge
$\overline{\mu}_{ m r}$	Relative magnetische Feldkonstante
ρ	Amplitudenreflexionskoeffizient
$ ho_{ m m}$	Dichte
σ	$1/4 \text{ der } 1/e^2$ -Breite
au	Ladungsträgerlebensdauer
Φ	Einfallswinkel beim Ellipsometer
ϕ	Ablenkung des Messstrahls
$\phi_{ m s},\phi_{ m p}$	Phasenverschiebung der s- bzw. p-Polarisation
φ	Ausbreitungswinkel
$\overline{\chi}$	Elektrische Suszeptibilität
Ψ	Amplitudenveränderung
ω	Kreisfrequenz
ω_0	Eigenfrequenz
$\omega_{ m P}$	Plasmafrequenz

Physikalische Konstanten

c	Vakuumlichtgeschwindigkeit $c = 2.99792 \cdot 10^8 \mathrm{ms}^{-1}$
h	Plancksches Wirkungsquantum $h = 6.62618 \cdot 10^{-34} \text{ Js} = 4.1357 \cdot 10^{-15} \text{ eVs}$
\hbar	Drehimpuls quantum $\hbar = h/2\pi = 1.05459 \cdot 10^{-34} \text{ Js} = 6.5822 \cdot 10^{-16} \text{ eVs}$
$k_{\rm B}$	Boltzmannkonstante $k_{\rm B} = 1.38066 \cdot 10^{-23} {\rm JK^{-1}}$
m_0	Ruhemasse des Elektrons $m_0 = 9.10953 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
q	Elementarladung $q = 1.602189 \cdot 10^{-19} \mathrm{C}$
ε_0	Permittivität bzw. Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_0 = 8.85419 \cdot 10^{-12} \mathrm{AsV^{-1}m^{-1}}$
μ_0	Permeabilität bzw. magnetische Feldkonstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \mathrm{VsA^{-1}m^{-1}}$

Verwendete Abkürzungen

- 2DEG 2-dimensionales Elektronengas
- AFM Atomic force microscopy
- ALD Atomic layer deposition
- AR Antireflexion, antireflective
- CAIBE Chemically-assisted ion-beam etching
- COMD Catastrophic optical mirror damage
- CVD Chemical vapor deposition
- CW Continuous wave
- DBR Distributed Bragg reflector

DC	Direct current
DIBSD	Dual ion-beam sputter deposition
ECR	Electron cyclotron resonance
ELO	Epitaxial Lateral overgrowth
FACELO	Facet-assisted epitaxial lateral overgrowth
FBN	Filamentless beam neutralizer
FWHM	Full width of half maximum
HC	Hollow cathode
HEMT	High electron mobility transistor
HR	Hochreflektion, hoch reflektierend, high reflective
IAD	Ion assisted deposition
IBE	Ion-beam etching
IBSD	Ion-beam sputter deposition
ICP	Inductively coupled plasma
IP	Ion plating
ISFET	Ion-sensitive field-effect transistor
LASER	Light amplification by stimulated emission of radiation
LED	Light emitting diode
MBE	Molecular beam epitaxy
MFC	Mass flow controller
MOSFET	Metal-oxide-semiconductor field-effect transistor
MSM	Metal semiconductor metal
р	Parallel (polarisiert)
PBN	Plasma bridge neutralizer
PD	Photothermal deflection
PDS	Photothermal deflection spectroscopy
PECVD	Plasma-enhanced chemical vapor deposition
QW	Quantum well
QWOT	Quarter-wave optical thickness
REM	Rasterelektronenmikroskop
RF	Radiofrequenz, radio frequency
RIBE	Reactive ion-beam etching
RIBSD	Reactive ion-beam sputter deposition
RIE	Reactive ion etching
rms	Root means square
RTA	Rapid thermal annealing
S	Senkrecht (polarisiert)
sccm	Standard cubic centimeter per minute
TE	Transversal elektrisch
TEM	Transversal elektrisch und magnetisch
TIS	Total integrated scattering
ТМ	Transversal magnetisch
VCSEL	Vertical-cavity surface-emitting laser
VECSEL	Vertical external-cavity surface-emitting laser

126

Anhang B

Veröffentlichungen

Teile dieser Arbeit sind bereits veröffentlicht:

- E. Gerster, C. Hahn, S. Lorch, S. Menzel, and P. Unger, "Frequency-doubled GaAsSb/GaAs semiconductor disk laser emitting at 589 nm," Proc. *IEEE Lasers and Electro-Opt. Soc. Ann. Meet.*, *LEOS 2003*, vol. 2, pp. 981–982, Tucson, AZ, USA, Oct. 2003.
- E. Gerster, I. Ecker, S. Lorch, C. Hahn, S. Menzel, and P. Unger, "Orange-emitting frequency-doubled GaAsSb/GaAs semiconductor disk laser," *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 12, pp. 7397–7401, 2003.
- S. Lorch and P. Unger, "Fabrication, characterization, and applications of optical coatings," *Invited talk at Tyndall National Institute*, Cork, Ireland, April 2005.
- M. Stach, M. Chandran, F. Rinaldi, S. Lorch, I. Kardosh, H. Roscher, P. Gerlach, and R. Michalzik, "Monolithically integrated transceiver chips for bidirectional optical interconnection," *Micro-Optics, VCSELs, and Photonic Interconnects II: Fabrication, Packaging, and Integration*, H. Thienpont, M.R. Taghizadeh, P. Van Daele, J. Mohr (Eds.), Proc. SPIE 6185, pp. 61850Q-1–6, 2006.
- P. Gerlach, M. Peschke, T. Wenger, B.K. Saravanan, C. Hanke, S. Lorch, and R. Michalzik, "Complex-coupled distibuted feedback laser monolithically integrated with electroabsorption modulator and semiconductor optical amplifier at 1.3 μm wavelength," *Integrated Optics, Silicon Photonics, and Photonic Integrated Circuits*, G.C. Righini (Ed.), Proc. SPIE 6183, pp. 61831J-1–9, 2006.
- M. Stach, F. Rinaldi, M. Chandran, S. Lorch, and R. Michalzik, "Bidirectional optical data transmission over multimode fiber with monolithically integrated transceiver chips," Proc. 7th International Conf. on Optical Technologies, Optical Sensors & Measuring Techniques, OPTO 2006, pp. 99–102, Nürnberg, Germany, May/June 2006.

- M. Stach, F. Rinaldi, M. Chandran, S. Lorch, and R. Michalzik, "Monolithically integrated GaAs-based transceiver chips for bidirectional optical data transmission," *Electron. Lett.*, vol. 42, no. 12, pp. 716–718, 2006.
- A. Gadallah, M. Stach, F. Rinaldi, S. Lorch, I. Kardosh, P. Gerlach, and R. Michalzik, "Fabrication and characterization of GaAs-based transceiver chips for bidirectional optical data transmission," XXVI Conf. on Solid State Physics and Materials Science of the Egyptian Materials Research Society, Eg-MRS 2006 & Workshop on Nanostructures: Science, Fabrication, Characterization and Devices, Alexandria, Egypt, Sept. 2006, to be presented.
- M. Stach, F. Rinaldi, A. Gadallah, S. Lorch, I. Kardosh, P. Gerlach, and R. Michalzik, "1 Gbit/s bidirectional data transmission over 100 m graded-index glass optical fiber with monolithically integrated transceiver chips," *32nd Europ. Conf. on Opt. Commun., ECOC 2006*, Cannes, France, Sept. 2006, to be presented.
- M. Stach, F. Rinaldi, M. Chandran, S. Lorch, and R. Michalzik, "Bidirectional optical interconnection at Gbit/s data rates with monolithically integrated VCSEL-MSM transceiver chips," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, submitted, 2006.

Literaturverzeichnis

- H.A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters*, Bristol: Institute of Physics Publishing (IoP), 3. ed., 2001.
- [2] K.J. Ebeling, Integrated Optoelectronics, Berlin: Springer-Verlag, 1993.
- [3] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, New York: John Wiley & Sons, Inc., 3. ed., 1998.
- [4] R.F. Potter, "Basic parameters for measuring optical properties," ch. 2 in Handbook of Optical Constants of Solids, E.D. Palik (Ed.), Orlando: Academic Press, Inc., pp. 11–34, 1985.
- [5] Thin Film Center Inc., "The Essential Macleod V 8.9," Tucson, USA, 2004.
- [6] P. Unger, "Introduction to power diode lasers," ch. 1 in *High-Power Diode Lasers*, R. Diehl (Ed.), Berlin: Springer-Verlag, pp. 1–53, 2000.
- [7] B.E.A. Saleh and M.C. Teich, Fundamentals of Photonics, New York: John Wiley & Sons, Inc., 1991.
- [8] A. Musset and A. Thelen, "Multilayer antireflection coating," Prog. in Optics, vol. 8, pp. 202–237, 1966.
- [9] G. Eisenstein and L.W. Lutz, "High quality antireflection coatings on laser facets by sputtered silicon nitride," *Appl. Optics*, vol. 23, no. 1, pp. 161–164, 1984.
- [10] K.J. Knopp, R.P. Mirin, K.A. Bertness, K.L. Silverman, and D.H. Christensen, "Compound semiconductor oxide antireflection coatings," J. Appl. Phys., vol. 87, no. 10, pp. 7169–7175, 2000.
- [11] J.T. Cox, "Special type of double-layer antireflection coating for infrared optical materials with high refractive indices," J. Opt. Soc. Am., vol. 51, no. 12, pp. 1406– 1408, 1961.
- [12] J. Lee, T. Tanaka, S. Uchiyama, M. Tsuchiya, and T. Kamiya, "Broadband doublelayer antireflection coatings for semiconductor laser amplifiers," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. L52–L54, 1997.

- [13] M.C. Farries, J. Buus, and M. Kearley, "Design and fabrication of two layer antireflection coatings for semiconductor optical amplifiers," *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 19, pp. 1626–1628, 1990.
- [14] D.M. Braun and R.L. Jungerman, "Broadband multilayer antireflection coating for semiconductor laser facets," Opt. Lett., vol. 20, no. 10, pp. 1154–1156, 1995.
- [15] H.G. Shanbhogue, C.L. Nagendra, M.N. Annapurna, S.A. Kumar, and G.K.M. Thutupalli, "Multilayer antireflection coatings for the visible and near-infrared regions," *Appl. Optics*, vol. 36, no. 25, pp. 6339–6351, 1997.
- [16] K. Shigihara, T. Aoyagi, S. Kakimoto, M. Aiga, M. Ostubo, and K. Ikeda, "Antireflection coating for laser diodes," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 18, pp. 1574–1576, 1995.
- [17] J. Lee, T. Toshiki, S. Sasaki, S. Uchiyama, M. Tsuchiya, and T. Kamiya, "Novel design procedure of broad-band multilayer antireflection coatings for optical and optoelectronic devicesg [sic]," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 16, no. 5, pp. 884– 891, 1998.
- [18] S.D. Smith, "Design of multilayer filters by considering two effective interfaces," J. Opt. Soc. Am., vol. 48, no. 1, pp. 43–50, 1958.
- [19] J.A. Dobrowolski, A.V. Tikhonravov, M.K. Trubetskov, B.T. Sullivan, and P.G. Verly, "Optimal single-band normal-incidence antireflection coatings," *Appl. Optics*, vol. 35, no. 4, pp. 644–658, 1996.
- [20] S.W. Corzine, R.H. Yan, and L.A. Coldren, "A tanh substitution technique for the analysis of abrupt and graded interface multilayer dielectric stacks," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 9, pp. 2086–2090, 1991.
- [21] W. Kowalsky, Dielektrische Werkstoffe der Elektronik und Photonik, Stuttgart: B.G. Teubner, 1993.
- [22] S.O. Kasap, Principles of Electrical Engineering Materials and Devices, Boston: McGraw-Hill, 1997.
- [23] K. Kreher, *Festkörperphysik*, Braunschweig: Vieweg, 1976.
- [24] H.G. Tompkins and W.A. McGahan, Spectroscopic Ellipsometry and Reflectometry, A User's Guide, New York: John Wiley & Sons, Inc., 1999.
- [25] K.A. Jones, *Optoelektronik*, Weinheim: VCH, 1992.
- [26] D.Y. Smith, "Dispersion theory, sum rules, and their application to the analysis of optical data," ch. 3 in *Handbook of Optical Constants of Solids*, E.D. Palik (Ed.), Orlando: Academic Press, Inc., pp. 35–68, 1985.

- [27] M. Altarelli, D.L. Dexter, H.M. Nussenzveig, and D.Y. Smith, "Superconvergence and sum rules for the optical constants," *Phys. Rev. B*, vol. 6, no. 12, pp. 4502–4509, 1972.
- [28] W. Kern and K.K. Schuegraf, "Deposition technologies and applications: Introduction and overview," ch. 1 in *Handbook of Thin Film Deposition*, K. Seshan (Ed.), Norwich: Noyes Publications, William Andrew Publishing, 2. ed., pp. 11–43, 2002.
- [29] H.K. Pulker and K.H. Guenther, "Reactive physical vapor deposition processes," ch. 4 in *Thin Films for Optical Systems*, F.R. Flory (Ed.), New York: Marcel Dekker, pp. 91–115, 1995.
- [30] K.H. Guenther, "Microstructure of vapor-deposited optical coatings," Appl. Optics, vol. 23, no. 21, pp. 3806–3816, 1984.
- [31] A.G. Dirks and H.J. Leamy, "Columnar microstructure in vapor-deposited thin films," *Thin Solid Films*, vol. 47, pp. 219–233, 1977.
- [32] J.A. Thornton, "Influence of apparatus geometry and deposition conditions on the structure and topography of thick sputtered coatings," J. Vac. Sci. Technol., vol. 11, no. 4, pp. 666–670, 1974.
- [33] H.K. Pulker, "Optical coatings deposited by ion and plasma PVD processes," Surf. Coat. Technol., vol. 112, pp. 250–256, 1999.
- [34] J. Ebert, "Ion-assisted reactive deposition processes for optical coatings," Surf. Coat. Technol., vol. 43–44, pp. 950–962, 1990.
- [35] E. Moll, R. Buhl, H.K. Pulker, and E. Bergmann, "Activated reactive ion plating (ARIP)," Surf. Coat. Technol., vol. 39–40, pp. 475–486, 1989.
- [36] B. Chapman, *Glow Discharge Processes*, New York: John Wiley & Sons, 1980.
- [37] J.L. Vossen and J.J. Cuomo, "Glow discharge sputter deposition," ch. II-1 in *Thin Film Processes*, J.L. Vossen, W. Kern (Ed.), New York: Academic Press, Inc., pp. 11–73, 1978.
- [38] S. Rossnagel, "Sputtering and sputter deposition," ch. 8 in Handbook of Thin Film Deposition, K. Seshan (Ed.), Norwich: Noyes Publications, William Andrew Publishing, 2. ed., pp. 319–348, 2002.
- [39] R. Herrmann and G. Bräuer, "DC and RF-magnetron sputtering," ch. 6 in Handbook of Optical Properties, Volume I Thin Films for Optical Coatings, R.E. Hummel, K.H. Guenther (Ed.), Boca Raton: CRC Press, pp. 135–187, 1995.
- [40] J.A. Thornton and A.S. Penfold, "Cylindrical magnetron sputtering," ch. II-2 in *Thin Film Processes*, J.L. Vossen, W. Kern (Ed.), New York: Academic Press, Inc., pp. 75–113, 1978.

- [41] D.B. Fraser, "The sputter and S-gun magnetrons," ch. II-3 in *Thin Film Processes*, J.L. Vossen, W. Kern (Ed.), New York: Academic Press, Inc., pp. 115–129, 1978.
- [42] R.K. Waits, "Planar magnetron sputtering," ch. II-4 in *Thin Film Processes*, J.L. Vossen, W. Kern (Ed.), New York: Academic Press, Inc., pp. 131–173, 1978.
- [43] J.M.E. Harper, "Ion beam deposition," ch. II-5 in *Thin Film Processes*, J.L. Vossen, W. Kern (Ed.), New York: Academic Press, Inc., pp. 175–206, 1978.
- [44] J. Becker, "Ion-beam sputtering," ch. 7 in Handbook of Optical Properties, Volume I Thin Films for Optical Coatings, R.E. Hummel, K.H. Guenther (Ed.), Boca Raton: CRC Press, pp. 189–212, 1995.
- [45] D.T. Wei, H.R. Kaufman, and C.-C. Lee, "Ion beam sputtering," ch. 6 in *Thin Films for Optical Systems*, F.R. Flory (Ed.), New York: Marcel Dekker, pp. 133–201, 1995.
- [46] A.M. Ektessabi, "Ion-beam-assisted sputter deposition of thin oxide films," Surf. Coat. Technol., vol. 68–69, pp. 208–216, 1994.
- [47] R. Reif and W. Kern, "Plasma-enhanced chemical vapor deposition," ch. IV-1 in *Thin Film Processes II*, J.L. Vossen, W. Kern (Ed.), Boston: Academic Press, Inc., pp. 525–564, 1991.
- [48] J. Foggiato, "Chemical vapor deposition of silicon dioxide films," ch. 3 in *Handbook of Thin Film Deposition*, K. Seshan (Ed.), Norwich: Noyes Publications, William Andrew Publishing, 2. ed., pp. 111–150, 2002.
- [49] R.R. Willey, Practical Design and Production of Optical Thin Films, New York: Marcel Dekker, Inc., 2. ed., 2002.
- [50] P. Sigmund, "Theory of sputtering. I. Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets," *Physical Review*, vol. 184, no. 2, pp. 383–416, 1969.
- [51] P. Sigmund, "Sputtering by ion bombardment: Theoretical concepts," ch. 2 in *Topics in Applied Physics*, Berlin: Springer-Verlag, pp. 9–71, 1981.
- [52] G. Franz, Oberflächentechnologie mit Niederdruckplasmen, Berlin: Springer-Verlag, 2. ed., 1994.
- [53] R.V. Stuart, G.W. Wehner, and G.S. Anderson, "Energy distribution of atoms sputtered from polycrystalline metals," J. Appl. Phys., vol. 40, no. 2, pp. 803–812, 1969.
- [54] W. Brandt and R. Laubert, "Unified sputtering theory," Nucl. Instrum. Methods, vol. 47, pp. 201–209, 1967.
- [55] O. Almén and G. Bruce, "Collection and sputtering experiments with noble gas ions," Nucl. Instrum. Methods, vol. 11, pp. 257–278, 1961.
- [56] O. Almén and G. Bruce, "Sputtering experiments in the high energy region," Nucl. Instrum. Methods, vol. 11, pp. 279–289, 1961.

- [57] H.F. Winters, "Physical sputtering: A discussion of experiment and theory," J. Am. Chem. Soc., vol. 158, pp. 1–29, 1976.
- [58] I.S.T. Tsong and D.J. Barber, "Review: Sputtering mechanisms for amorphous and polycrystalline solids," J. Mater. Sci, vol. 8, pp. 123–135, 1973.
- [59] V. Scheuer, Untersuchungen zu den Ursachen der Absorption in oxidischen ionenstrahlgesputterten optischen Schichten. PhD thesis, University of Darmstadt, Germany, 1994.
- [60] A. Fujiwara, "Calculation of thickness distribution for ion beam sputter deposition," J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 9, no. 1, pp. 141–144, 1991.
- [61] K. Takei, Y. Maeda, Y.W. Beag, and R. Shimizu, "The effect of ejection angle in ion-beam sputter deposition of superconduction amorphous beryllium film," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 29, no. 3, pp. 500–506, 1990.
- [62] H. Demiryont, J.R. Sites, and K. Geib, "Effects of oxygen content on the optical properties of tantalum oxide films deposited by ion-beam sputtering," *Appl. Optics*, vol. 24, no. 4 pp. 490–495, 1985.
- [63] H. Demiryont and J.R. Sites, "Effects of oxygen in ion-beam sputter deposition of titanium oxides," J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 2, no. 4, pp. 1457–1460, 1984.
- [64] J.-C. Hsu and C.-C. Lee, "Single- and dual-ion-beam sputter deposition of titanium oxide films," Appl. Optics, vol. 37, no. 7 pp. 1171–1176, 1998.
- [65] C.-C. Lee, D.T. Wei, J.-C. Hsu, and C.-H. Shen, "Influence of oxygen on some oxide films prepared by ion beam sputter deposition," *Thin Solid Films*, vol. 290–291, pp. 88–93, 1996.
- [66] M. Tilsch, Eigenschaften ionenstrahlgesputterter optischer SiO₂- und TiO₂- Schichten bei unterschiedlichen Wachstumsbedingungen und Veränderungen bei thermischer Nachbehandlung. PhD thesis, University of Darmstadt, Germany, 1997.
- [67] H.R. Kaufman, Operation of Broad-Beam Sources, Alexandria: Commonwealth Scientific Corporation, 1987.
- [68] H.R. Kaufman, "Technology of electron-bombardment ion thrusters," ch. in Advances in Electronics and Electron Physics, L. Marton (Ed.), New York: Academic Press, Inc., pp. 265–373, 1974.
- [69] H.R. Kaufman and R.S. Robinson, "Ion source design for industrial applications," AIAA Journal, vol. 20, no. 6, pp. 745–760, 1982.
- [70] H.R. Kaufman, J.J. Cuomo, and J.M.E. Harper, "Critical review: Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part I. Ion source technology," J. Vac. Sci. Technol., vol. 21, no. 3, pp. 725–736, 1982.

- [71] H.R. Kaufman, J.M.E. Harper, and J.J. Cuomo, "Developments in broad-beam, ionsource technology and applications," J. Vac. Sci. Technol., vol. 21, no. 3, pp. 764– 767, 1982.
- [72] H.R. Kaufman, "Accelerator-system solutions for broad-beam ion sources," AIAA Journal, vol. 15, no. 7, pp. 1025–1034, 1977.
- [73] J. Asmussen, "Electron cyclotron resonance microwave discharges for etching and thin-film deposition," J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 7, no. 3, pp. 883–893, 1989.
- [74] O.A. Popov, "Characteristics of electron cyclotron resonance plasma sources," J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 7, no. 3, pp. 894–898, 1989.
- [75] G.A. Vawter, "Ion beam etching of compound semicoductors," ch. 12 in Handbook of Advanced Plasma Processing Techniques, R.J. Shul, S.J. Pearton (Ed.), Berlin: Springer-Verlag, pp. 507–547, 2000.
- [76] J. Freisinger, H. Loeb, and A. Scharmann, "Radiofrequency ion beam source RIM-10 for material processing," *Kerntechnik*, vol. 51, no. 2, pp. 125–128, 1987.
- [77] Y.S. Kuo, R.F. Bunshah, and D. Okrent, "Hot hollow cathode and its applications in vacuum coating: A concise review," J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 4, no. 3, pp. 397– 402, 1986.
- [78] I.-F. Wu, J.B. Dottellis, and M. Dagenais, "Real-time in situ ellipsometric control of antireflection coatings for semiconductor laser amplifiers using SiO_x," J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 11, no. 5, pp. 2398–2406, 1993.
- [79] M. Kildemo, P. Bulkin, S. Deniau, and B. Drévillon, "Real time control of plasma deposited multilayers by multiwavelength ellipsometry," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 24, pp. 3395–3397, 1996.
- [80] H. Soto, E. García, H. Marquez, and N. Valles, "A simple experimental technique to optain an optimum antireflection coating in semiconductor optical amplifiers," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 27, no. 4, pp. 223–225, 2000.
- [81] J. Landreau and H. Nakajima, "In situ reflectivity monitoring of antireflection coatings on semiconductor laser facets through facet loss induced forward voltage changes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, no. 24, pp. 2376–2378, 1990.
- [82] http://www.webelements.com
- [83] R.M.A. Azzam and N.M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light*, Amsterdam: North-Holland, 1987.
- [84] D.E. Aspnes, "The accurate determination of optical properties by Ellipsometry," ch. 5 in *Handbook of optical constants of solids*, E.D. Palik (Ed.), Orlando: Academic Press, Inc., pp. 89–112, 1985.

- [85] H.G. Tompkins and E.A. Irene, *Handbook of Ellipsometry*, Norwich: William Andrew Publishing, 2005.
- [86] Gaertner Scientific Corporation, Auto gain ellipsometer L166B, user manual, Chicago.
- [87] R. Swanepoel, "Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon," J. Phys. E: Sci. Instrum., vol. 16, pp. 1214–1222, 1983.
- [88] J.C. Manifacier, J. Gasiot, and J.P. Fillard, "A simple method for the determination of the optical constants n, k and the thickness of a weakly absorbing thin film," J. Phys. E: Sci. Instrum., vol. 9, pp. 1002–1004, 1976.
- [89] H.R. Philipp, "Silicon dioxide (SiO₂) (glass)," ch. in Handbook of optical constants of solids, E.D. Palik (Ed.), Orlando: Academic Press, Inc., pp. 749–763, 1985.
- [90] M.W. Ribarsky, "Titanium dioxide (TiO₂) (rutile)," ch. in Handbook of optical constants of solids, E.D. Palik (Ed.), Orlando: Academic Press, Inc., pp. 795–804, 1985.
- [91] F. Gervais, "Aluminum oxide (Al₂O₃)," ch. in *Handbook of optical constants of solids* II, E.D. Palik (Ed.), San Diego: Academic Press, Inc., pp. 761–775, 1998.
- [92] W.J. Tropf and M.E. Thomas, "Yttrium oxide (Y₂O₃)," ch. in Handbook of optical constants of solids II, E.D. Palik (Ed.), San Diego: Academic Press, Inc., pp. 1079– 1096, 1998.
- [93] W.J. Tropf and M.E. Thomas, "Aluminum oxide (Al₂O₃) revisited," ch. in *Handbook of optical constants of solids III*, E.D. Palik (Ed.), San Diego: Academic Press, Inc., pp. 653–682, 1998.
- [94] A.C. Boccara, D. Fournier, and J. Badoz, "Thermo-optical spectroscopy: Detection by the "mirage effect"," Appl. Phys. Lett., vol. 36, no. 2, pp. 130–132, 1980.
- [95] W.B. Jackson, N.M. Amer, A.C. Boccara, and D. Fournier, "Photothermal deflection spectroscopy and detection," *Appl. Optics*, vol. 20, no. 8 pp. 1333–1344, 1981.
- [96] A. Salazar, A. Sánchez-Lavega, and J. Fernández, "Theory of thermal diffusivity determination by the "mirage" technique in solids," J. Appl. Phys., vol. 65, no. 11, pp. 4150–4156, 1989.
- [97] M. Bertolotti, R. Li Voti, G. Liakhou, and C. Sibilia, "On the photodeflection method applied to low thermal diffusivity measurements," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 64, no. 6, pp. 1576–1583, 1993.
- [98] N.A. George, C.P.G. Vallabhan, V.P.N. Nampoori, and P. Radhakrishnan, "Photothermal deflection studies of GaAs epitaxial layers," *Appl. Optics*, vol. 41, no. 24 pp. 5179–5184, 2002.
- [99] J.C. Murphy and L.C. Aamodt, "Photothermal spectroscopy using optical beam probing: Mirage effect," J. Appl. Phys., vol. 51, no. 9, pp. 4580–4588, 1980.
- [100] L.C. Aamodt and J.C. Murphy, "Photothermal measurements using a localized excitation source," J. Appl. Phys., vol. 52, no. 8, pp. 4903–4914, 1981.
- [101] G. Frosio, N. Wyrsch, H. Curtins, and A. Shah, "Photothermal deflection spectroscopy: System design and some measurement results for α-Si:H," *Helv. Phys. Acta*, vol. 59, pp. 1114–1117, 1986.
- [102] H. Kuchling, Taschenbuch der Physik, Thun: Verlag Harri Deutsch, 12. ed., 1989.
- [103] L.W. Casperson, "Gaussian light beams in inhomogeneous media," Appl. Optics, vol. 12, no. 10 pp. 2434–2441, 1973.
- [104] M. Commandré and P. Roche, "Characterization of absorption by photothermal deflection," ch. 12 in *Thin Films for Optical Systems*, F.R. Flory (Ed.), New York: Marcel Dekker, pp. 329–365, 1995.
- [105] C. Amra, "Introduction to light scattering in multilayer optics," ch. 13 in *Thin Films for Optical Systems*, F.R. Flory (Ed.), New York: Marcel Dekker, pp. 367–391, 1995.
- [106] J.M. Bennett and L. Mattsson, Introduction to Surface Roughness and Scattering, Washington: Optical Society of America, 1989.
- [107] E. Kröger and E. Kretschmann, "Scattering of light by slightly rough surfaces or thin films including plasma resonance emission," Z. Physik, vol. 237, pp. 1–15, 1970.
- [108] P. Bousquet, F. Flory, and P. Roche, "Scattering from multilayer thin films: Theory and experiment," J. Opt. Soc. Am., vol. 71, no. 9, pp. 1115–1123, 1981.
- [109] J.M. Elson, J.P. Rahn, and J.M. Bennett, "Relationship of the total integrated scattering from multilayer-coated optics to angle of incidence, polarization, correlation length, and roughness cross-correlation properties," *Appl. Optics*, vol. 22, no. 20 pp. 3207–3219, 1983.
- [110] C. Amra, G. Albrand, and P. Roche, "Theory and application of antiscattering single layers: Antiscattering antireflection coatings," *Appl. Optics*, vol. 25, no. 16 pp. 2695–2702, 1986.
- [111] H.K. Pulker, "Mechanical properties of optical thin films," ch. 15 in *Thin Films for Optical Systems*, F.R. Flory (Ed.), New York: Marcel Dekker, pp. 455–473, 1995.
- [112] M. Köhler, Ätzverfahren für die Mikrotechnik, Weinheim: Wiley-VCH, 1998.
- [113] A. Knigge, G. Erbert, J. Jönsson, W. Pittroff, R. Staske, B. Sumpf, M. Weyers, and G. Tränkle, "Passively cooled 940 nm laser bars with 73% wall-plug efficiency at 70 W and 25 °C," *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 5, online no. 20058180, 2005.
- [114] T.A. DeTemple and C.M. Herzinger, "On the semiconductor laser logarithmic gaincurrent density relation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 5, pp. 1246–1252, 1993.

- [115] T. Makino, "Analytical formulas for the optical gain of quantum wells," IEEE J. Quantum Electron., vol. 32, no. 3, pp. 493–501, 1996.
- [116] K.S. Repasky, G.W. Switzer, C.W. Smith, and J.L. Carlsten, "Laser diode facet modal reflectivity measurements," *Appl. Optics*, vol. 39, no. 24, pp. 4338–4344, 2000.
- [117] L.F. Stokes, "Accurate measurement of reflectivity over wavelength of a laser diode antireflection coating using an external cavity laser," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 11, no. 7, pp. 1162–1167, 1993.
- [118] W.A. Hamel, M. Babeliowsky, J.P. Woerdman, and G.A. Acket, "Diagnostic of asymmetrically coated semiconductor lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, no. 7, pp. 600–602, 1991.
- [119] B.W. Hakki and T.L. Paoli, "CW degradation at 300°K of GaAs doubleheterostructure junction lasers. II. Electronic gain," J. Appl. Phys., vol. 44, no. 9, pp. 4113–4119, 1973.
- [120] B.W. Hakki and T.L. Paoli, "Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers," J. Appl. Phys., vol. 46, no. 3, pp. 1299–1306, 1975.
- [121] I.P. Kaminow, G. Eisenstein, and L.W. Stulz, "Measurement of the modal reflectivity of an antireflection coating on a superluminescent diode," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 19, no. 4, pp. 493–495, 1983.
- [122] L.A. Lam Sin Cho, P.M. Smowton, and B. Thomas, "Spectral gain measurements for semiconductor laser diodes," *IEE Proc.*, pt. J., vol. 137, no. 1, pp. 64–68, 1990.
- [123] V. Jordan, "Gain measurement of semiconductor laser diodes: requirements for the wavelength resolution and sensitivity to noise," *IEE Proc.*, pt. J., vol. 141, no. 1, pp. 13–15, 1994.
- [124] D.J. Bossert and D. Gallant, "Gain, refractive index, and α-parameter in InGaAs– GaAs SQW broad-area lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 3, pp. 322– 324, 1996.
- [125] D.J. Bossert and D. Gallant, "Improved method for gain/index measurements of semiconductor lasers," *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 4, pp. 338–339, 1996.
- [126] D. Marcuse, "Tilt, offset, and end-separation loss of lowest-order slab waveguide mode," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 4, no. 11, pp. 1647–1650, 1986.
- [127] D. Marcuse, "Reflection loss of laser mode from tilted end mirror," IEEE J. Lightwave Technol., vol. 7, no. 2, pp. 336–339, 1989.
- [128] C. Vassallo, "Theory and practical calculation of antireflection coatings on semiconductor laser diode optical amplifiers," *IEE Proc.*, pt. J., vol. 137, no. 4, pp. 193–202, 1990.

- [129] J. Buus, M.C. Farries, and D.J. Robbins, "Reflectivity of coated and tilted semiconductor facets," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 6, pp. 1837–1842, 1991.
- [130] M. Mundbrod-Vangerow, Kantenemittierende Halbleiterlaser und Laserverstärker als hochbrillante Strahlquellen. PhD thesis, University of Ulm, Germany, 2006.
- [131] A. Moser and E.E. Latta, "Arrhenius parameters for the rate process leading to catastrophic damage of AlGaAs-GaAs laser facets," J. Appl. Phys., vol. 71, no. 10, pp. 4848–4853, 1992.
- [132] M. Fukuda, "Reliability of high power pump lasers for erbium-doped fiber amplifiers," J. High Speed Electron., vol. 7, no. 1, pp. 55–84, 1996.
- [133] M. Okayasu, M. Fukuda, T. Takeshita, S. Uehara, and K. Kurumada, "Facet oxidation of InGaAs/GaAs strained quantum-well lasers," J. Appl. Phys., vol. 69, no. 12, pp. 8346–8351, 1991.
- [134] C.H. Henry, P.M. Petroff, R.A. Logan, and F.R. Merritt, "Catastrophic damage of Al_xGa_{1-x}As double-heterostructure laser material," J. Appl. Phys., vol. 50, no. 5, pp. 3721–3732, 1979.
- [135] H. Brugger and P.W. Epperlein, "Mapping of local temperatures on mirrors of GaAs/AlGaAs laser diodes," Appl. Phys. Lett., vol. 56, no. 11, pp. 1049–1051, 1990.
- [136] T. Hayakawa, "Facet temperature distribution in broad stripe high power laser diodes," Appl. Phys. Lett., vol. 75, no. 10, pp. 1467–1469, 1999.
- [137] P.W. Epperlein and G.L. Bona, "Influence of the vertical structure on the mirror facet temperatures of visible GaInP quantum well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, no. 24, pp. 3074–3076, 1993.
- [138] A. Moser, "Thermodynamics of facet damage in cleaved AlGaAs lasers," Appl. Phys. Lett., vol. 59, no. 5, pp. 522–524, 1991.
- [139] T. Hayakawa, S. Yamamoto, T. Sakurai, and T. Hijikata, "Facet degradations in Ga_{1-x}Al_xAs/Ga_{1-y}Al_yAs double-heterostructure lasers," J. Appl. Phys., vol. 52, no. 10, pp. 6068–6073, 1981.
- [140] H. Horie, H. Ohta, and T. Fujimori, "Reliability improvement of 980-nm laser diodes with a new facet passivation process," *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, vol. 5, no. 3, pp. 832–838, 1999.
- [141] L.W. Tu, E.F. Schubert, M. Hong, and G.J. Zydzik, "In-vacuum cleaving and coating of semiconductor laser facets using thin silicon and a dielectric," J. Appl. Phys., vol. 80, no. 11, pp. 6448–6451, 1996.
- [142] L.J. Mawst, A. Bhattacharya, J. Lopez, D. Botez, D.Z. Garbuzov, L. DeMarco, J.C. Connolly, M. Jansen, F. Fang, and R.F. Nabiev, "8 W continuous wave front-facet power from broad-waveguide Al-free 980 nm diode lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 11, pp. 1532–1534, 1996.

- [143] D. Botez, L.J. Mawst, A. Bhattacharya, J. Lopez, J. Li, T.F. Kuech, V.P. Iakovlev, G.I. Suruceanu, A. Caliman, A.V. Syrbu, and J. Morris, "6 W cw front-facet power from short-cavity (0.5 mm), 100 μm stripe Al-free 0.98 μm-emitting diode lasers," *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 24, pp. 2037–2039, 1997.
- [144] A. Al-Muhanna, L.J. Mawst, D. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, and J.C. Connolly, "14.3 W quasicontinuous wave front-facet power from broad-waveguide Al-free 970 nm diode lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 9, pp. 1142–1144, 1997.
- [145] A. Al-Muhanna, L.J. Mawst, D. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, and J.C. Connolly, "High-power (>10 W) continuous-wave operation from 100-μm-aperture 0.97-μm-emitting Al-free diode lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 9, pp. 1182– 1184, 1998.
- [146] D. Botez, "Design considerations and analytical approximations for high continuouswave power, broad-waveguide diode lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 21, pp. 3102–3104, 1999.
- [147] T. Shibutani, M. Kume, K. Hamada, H. Shimizu, K. Itoh, G. Kano, and I. Teramoto, "A novel high-power laser structure with current-blocked regions near cavity facets," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, no. 6, pp. 760–764, 1987.
- [148] H.O. Yonezu, M. Ueno, T. Kamejima, and I. Hayashi, "An AlGaAs window structure laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 15, no. 8, pp. 775–781, 1979.
- [149] P. Collot, S. Delalande, and J. Olivier, "Sulphur passivation of dry-etched AlGaAs laser facets," *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 6, pp. 506–508, 1999.
- [150] A.J. Howard, C.I.H. Ashby, J.A. Lott, R.P. Schneider, and R.F. Corless, "Electrochemical sulfur passivation of visible (~670 nm) AlGaInP lasers," J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 12, no. 4, pp. 1063–1067, 1994.
- [151] G. Beister, J. Maege, D. Gutsche, G. Erbert, J. Sebastian, K. Vogel, M. Weyers, J. Würfl, and O.P. Daga, "Simple method for examining sulphur passivation of facets in InGaAs–AlGaAs ($\lambda = 0.98 \,\mu$ m) laser diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 18, pp. 2467–2468, 1996.
- [152] P. Ressel, G. Ebert, U. Zeimer, K. Häusler, G. Beister, B. Sumpf, A. Klehr, and G. Tränkle, "Novel passivation process for the mirror facets of Al-free active-region high-power semiconductor diode lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 5, pp. 962–964, 2005.
- [153] J.S. Yoo, H.H. Lee, and P. Zory, "Enhancement of output intensity limit of semiconductor lasers by chemical passivation of mirror facets," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, no. 3, pp. 202–203, 1991.
- [154] W.C. Tang, E.H. Altendorf, H.J. Rosen, D.J. Webb, and P. Vettiger, "Lifetime extension of uncoated AlGaAs single quantum well lasers by high power burn-in in inert atmospheres," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 2, pp. 143–145, 1994.

- [155] A. Feitisch, "Ion beams enhance optoelectronic durability," Opto & Laser Europe, vol. 130, pp. 20–21, 2005.
- [156] E. Deichsel, Design, Herstellung und Charakterisierung von kantenemittierenden Hochleistungs-Laserdioden mit verbesserten Strahleigenschaften. PhD thesis, University of Ulm, Germany, 2003.
- [157] P. Vettiger, M.K. Benedict, G.-L. Bona, P. Buchmann, E.C. Cahoon, K. Dätwyler, H.-P. Dietrich, A. Moser, H.K. Seitz, O. Voegeli, D.J. Webb, and P. Wolf, "Fullwafer technology — A new approach to large-scale laser fabrication and integration," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 6, pp. 1319–1331, 1991.
- [158] M. Uchida, S. Ishikawa, N. Takado, and K. Asakawa, "An AlGaAs laser with highquality dry etched mirrors fabricated using an ultrahigh vacuum *in situ* dry etching and deposition processing system," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 11, pp. 2170–2177, 1988.
- [159] N.C. Frateschi, M.Y. Jow, P.D. Dapkus, and A.F.J. Levi, "InGaAs/GaAs quantum well lasers with dry-etched mirror passivated by vacuum atomic layer epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 14, pp. 1748–1750, 1994.
- [160] A.E. Siegman, "Defining the effective radius of curvature for a nonideal optical beam," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 5, pp. 1146–1148, 1991.
- [161] R.R. Drenten, W. van Es-Spiekman, and C.J. van der Poel, "Semiconductor laser far-field shaping by means of an angle-selective facet coating," *Appl. Optics*, vol. 30, no. 27, pp. 3846–3851, 1991.
- [162] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, "Design and characteristics of high-power (>0.5-W cw) diode-pumped vertical-external-cavity surfaceemitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams," *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, vol. 5, no. 3, pp. 561–573, 1999.
- [163] S. Lutgen, T. Albrecht, P. Brick, W. Reill, J. Luft, and W. Späth, "8-W highefficiency continuous-wave semiconductor disk laser at 1000 nm," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 21, pp. 3620–3622, 2003.
- [164] J. Chilla, S. Butterworth, A. Zeitschel, J. Charles, A. Caprara, M. Reed, and L. Spinelli, "High power optically pumped semiconductor lasers," *Proc. SPIE*, vol. 5332, pp. 143–150, 2004.
- [165] E. Schiehlen, M. Golling, and P. Unger, "Diode-pumped semiconductor disk laser with intra-cavity frequency doubling using lithium triborate (LBO)," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 6, pp. 777–779, 2002.
- [166] E. Gerster, I. Ecker, S. Lorch, C. Hahn, S. Menzel, and P. Unger, "Orange-emitting frequency-doubled GaAsSb/GaAs semiconductor disk laser," J. Appl. Phys., vol. 94, no. 12, pp. 7397–7401, 2003.

- [167] S.-S. Beyertt, M. Zorn, T. Kübler, H. Wenzel, M. Weyers, A. Giesen, G. Tränkle, and U. Brauch, "Optical in-well pumping of a semiconductor disk laser with high optical efficiency," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 41, no. 12, pp. 1439–1449, 2005.
- [168] G.M. Laws, E.C. Larkins, I. Harrison, C. Molloy, and D. Somerford, "Improved refractive index formulas for the Al_xGa_{1-x}N and In_yGa_{1-y}N alloys," J. Appl. Phys., vol. 89, no. 2, pp. 1108–1115, 2001.
- [169] Y.-K. Song, H. Zhou, M Diagne, A.V. Nurmikko, R.P. Schneider, C.P. Kuo, M.R. Krames, R.S. Kern, C. Carter-Coman, and F.A. Kish, "A quasicontinuous wave, optically pumped violet vertical cavity surface emitting laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 13, pp. 1662–1664, 2000.
- [170] Y.-K. Song, M. Diagne, H. Zhou, A.V. Nurmikko, R.P. Schneider, and T. Takeuchi, "Resonant-cavity InGaN quantum-well blue light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 12, pp. 1744–1746, 2000.
- [171] S.-H. Park, J. Kim, H. Jeon, T. Sakong, S.-N. Lee, S. Chae, Y. Park, C.-H. Jeong, G.-Y. Yeom, and Y.-H. Cho, "Room-temperature GaN vertical-cavity surface-emitting laser operation in an extended cavity scheme," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, no. 11, pp. 2121–2123, 2003.
- [172] D.L. Huffaker, J. Shin, and D.G. Deppe, "Low threshold half-wave vertical-cavity lasers," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 23, pp. 1946–1947, 1994.
- [173] M. Miller, Aufbautechnik, Leistungsskalierung und Strahlformung oberflächenemittierender Halbleiterdiodenlaser. PhD thesis, University of Ulm, Germany, 2002.
- [174] H. Li and K. Iga, Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices, Berlin: Springer-Verlag, 2003.
- [175] M. Miller, M. Grabherr, R. King, R. Jäger, R. Michalzik, and K.J. Ebeling, "Improved output performance of high-power VCSELs," *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, vol. 7, no. 2, pp. 210–216, 2001.
- [176] E.M. Strzelecka, G.D. Robinson, M.G. Peters, F.H. Peters, and L.A. Coldren, "Monolithic integration of vertical-cavity laser diodes with refractive GaAs microlenses," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 9, pp. 724–725, 1995.
- [177] G.A. Keeler, D.K. Serkland, K.M. Geib, G.M. Peake, and A. Mar, "Single tansverse mode operation of electrically pumped vertical-external-cavity surface-emitting lasers with micromirrors," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 3, pp. 522–524, 2005.
- [178] M.W. Wiemer, R.I. Aldaz, D.A.B. Miller, and J.S. Harris, "A single transversemode monolithically integrated long vertical-cavity surface-emitting laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 7, pp. 1366–1368, 2005.
- [179] S. Nakamura and G. Fasol, *The Blue Laser Diode*, Berlin: Springer-Verlag, 1997.

- [180] P. Schlotter, R. Schmidt, and J. Schneider, "Luminescence conversion of blue light emitting diodes," J. Appl. Phys. A, vol. 64, pp. 417–418, 1997.
- [181] K. Hiramatsu, K. Nishiyama, A. Motogaito, H. Miyake, Y. Iyechika, and T. Maeda, "Recent progress in selective area growth and epitaxial lateral overgrowth of III-nitrides: Effects of reactor pressure in MOVPE growth," *Phys. Stat. Sol. (a)*, vol. 176, pp. 535–543, 1999.
- [182] K. Hiramatsu, "Epitaxial lateral overgrowth techniques used in group III nitride epitaxy," J. Phys.: Condens. Matter, vol. 13, pp. 6961–6975, 2001.
- [183] T. Takeuchi, H. Amano, and I. Akasaki, "Theoretical study of orientation dependence of piezoelectric effects in wurtzite strained GaInN/GaN heterostructures and quantum wells," Jpn. J. Appl. Phys., vol. 39, pp. 413–416, 2000.
- [184] B. Beaumont, S. Haffouz, and P. Gibart, "Magnesium induced changes in the selective growth of GaN by metalorganic vapor phase epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 8, pp. 921–923, 1998.
- [185] B. Neubert, P. Brückner, F. Habel, F. Scholz, T. Riemann, J. Christen, M. Beer, and J. Zweck, "GaInN quantum wells grown on facets of selectively grown GaN stripes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, online no. 182111, 2005.
- [186] J.C. Campbell, Photodetectors for Optoelectronic Integrated Circuits, San Diego: Academic Press, Inc., 1995.
- [187] J.B.D. Soole and H. Schumacher, "InGaAs metal-semiconductor-metal photodetectors for long wavelength optical communications," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 3, pp. 737–752, 1991.
- [188] D.E. Yates, R.O. James, and T.W. Healy, "Titanium dioxide-electrolyte interface," J. Chem. Soc., Faraday Trans. I, vol. 76, pp. 1–18, 1980.
- [189] I. Larson and P. Attard, "Surface charge of silver iodide and several metal oxides. Are all surfaces Nernstian?," J. Colloid and Interface Science, vol. 227, pp. 152–163, 2000.
- [190] M. Stutzmann, G. Steinhoff, M. Eickhoff, O. Ambacher, C.E. Nebel, J. Schalwig, R. Neuberger, and G. Müller, "GaN-based heterostructures for sensor applications," *Diamond and Related Materials*, vol. 11, pp. 886–891, 2002.
- [191] A. Aleksov, A. Vescan, M. Kunze, P. Gluche, W. Ebert, E. Kohn, A. Bergmaier, and G. Dollinger, "Diamond junction FETs based on δ -doped channels," *Diamond* and *Related Materials*, vol. 8, pp. 941–945, 1999.
- [192] M. Kunze, A. Vescan, G. Dollinger, A. Bergmaier, and E. Kohn, "δ-doping in diamond," Carbon, vol. 37, pp. 787–791, 1999.
- [193] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, New York: John Wiley & Sons, Inc., 2. ed., 1981.

- [194] G.D. Wilk, R.M. Wallace, and J.M. Anthony, "High-κ gate dielectrics: Current status and materials properties considerations," J. Appl. Phys., vol. 89, no. 10, pp. 5243–5275, 2001.
- [195] M. Houssa, High-κ Gate Dielectrics, Bristol: Institute of Physics Publishing (IoP), 2004.
- [196] H.R. Huff and D.C. Gilmer, High Dielectric Constant Materials, Berlin: Springer-Verlag, 2005.
- [197] M. Leskelä and M. Ritala, "Atomic layer deposition (ALD): From precursors to thin film structures," *Thin Solid Films*, vol. 409, pp. 138–146, 2002.
- [198] K. Kukli, M. Ritala, T. Pilvi, T. Sajavaara, M. Leskelä, A.C. Jones, H.C. Aspinall, D.C. Gilmer, and P.J. Tobin, "Evaluation of a praseodymium precursor for atomic layer deposition of oxide dielectric films," *Chem. Mater.*, vol. 16, pp. 5162–5168, 2004.
- [199] N. Kawakami, Y. Yokota, T. Tachibana, K. Hayashi, and K. Kobashi, "Atomic layer deposition of Al₂O₃ thin films on diamond," *Diamond and Related Materials*, vol. 14, pp. 2015–2018, 2005.
- [200] R. Matero, A. Rahtu, and M. Ritala, "In situ reaction mechanism studies on the atomic layer deposition of Al₂O₃ from (CH₃)₂AlCl and water," *Langmuir*, vol. 21, pp. 3498–3502, 2005.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name:	Steffen Lorch
Geburtsdatum/-ort:	13.05.1973 in Biberach a. d. Riß
Nationalität:	deutsch
Familienstand:	ledig
Schulbildung	
$09/1979\!-\!08/1983$	Birkendorf-Grundschule, Biberach
09/1983 - 08/1989	Wieland-Gymnasium, Biberach
09/1989 - 07/1992	Technisches Gymnasium, Biberach
${f Zivildienst}$	
09/1992 - 10/1993	BUND Bund für Umwelt- & Naturschutz Deutschland, Biberach
Studium	
10/1993 - 12/1998	Studium der Elektrotechnik an der Universität Ulm 09/1995 Vordiplom 06/1997-09/1997 Fachpraktikum (Daimler-Benz AG, Ulm) 01/1998-05/1998 Studienarbeit (University of York, England) 06/1998-12/1998 Diplomarbeit (Siemens AG, Erlangen) 12/1998 Diplom
01/1999 - 02/1999	Werkstudent bei der Siemens AG, Erlangen
03/1999 - 07/2000	Aufbaustudium zum Wirtschaftsingenieur an der
	Fachhochschule Pforzheim
	07/2000 Diplom
Beruf	
08/2000 - 12/2000	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik, Freiburg

seit 01/2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität Ulm, Abteilung Optoelektronik

Ulm, den 31. Juli 2006